



# Laser à semi-conducteur III-V à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance : Etat vortex, continuum et bifréquence THz

Mohamed Sellahi

## ► To cite this version:

Mohamed Sellahi. Laser à semi-conducteur III-V à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance : Etat vortex, continuum et bifréquence THz. Optique / photonique. Montpellier II, 2014. Français. NNT : . tel-01282965

**HAL Id: tel-01282965**

**<https://theses.hal.science/tel-01282965>**

Submitted on 7 Mar 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

Pour obtenir le grade de  
**Docteur**

Délivré par l'**UNIVERSITE MONTPELLIER 2**

Préparée au sein de l'école doctorale **Information,  
Structures et Systèmes**  
Et de l'unité de recherche **Institut d'Électronique et des  
Systèmes**

Spécialité : **Électronique**

Présentée par **Mohamed SELLAHI**

**Laser à semi-conducteur III-V  
à émission verticale de haute cohérence  
et de forte puissance :  
Etat vortex, continuum et bifréquence THz**

Soutenue le 15/12/2014 devant le jury composé de :

M. Marc BRUNEL	Professeur, IPR (Rennes)	Rapporteur
Mme Isabelle ROBERT	CR-HDR, CNRS-LPN (Marcoussis)	Rapporteur
Mme Isabelle SAGNES	DR, CNRS-LPN (Marcoussis)	Examineur
M. Philippe SIGNORET	Professeur, IES (Montpellier)	Examineur
M. Arnaud GARNACHE	CR-HDR, IES (Montpellier)	Directeur de thèse
M. Mikhaël MYARA	MCF, IES (Montpellier)	Co-encadrant
M. Hugues GUILLET de CHATELLUS	CR, LiPhy (Grenoble)	Invité





# THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

École doctorale : Information Structures Systèmes

Discipline : Électronique, Composants et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement le 15 décembre 2014 par

Mohamed SELLAHI

**Lasers à semi-conducteur III-V  
à émission verticale de haute cohérence  
et de forte puissance :  
Etat vortex, continuum et bifréquence THz.**

**jury**

Marc BRUNEL	Professeur IPR (Rennes)	<i>Rapporteur</i>
Isabelle ROBERT	CR CNRS LPN (Marcoussis)	<i>Rapporteur</i>
Isabelle SAGNES	DR CNRS LPN (Marcoussis)	<i>Examineur</i>
Philippe SIGNORET	Professeur IES (Montpellier)	<i>Examineur</i>
Arnaud GARNACHE	CR-CNRS IES (Montpellier)	<i>Directeur de thèse</i>
Mikhaël MYARA	MC IES (Montpellier)	<i>Co-directeur</i>
Hugues GUILLET DE CHATELLUS	CR LIPhy (Grenoble)	<i>Invité</i>



# Remerciements

*Ce travail a été effectué au sein de l'Institut d'Électronique et des Systèmes à l'université de Montpellier II, dont je remercie le Directeur, Monsieur Alain Foucaran, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire et permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions.*

*Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse Monsieur Arnaud Garnache et à mon co-directeur de thèse Monsieur Mikhaël Myara pour toutes les connaissances qu'ils m'ont transmises, leur disponibilité et leur investissement dans ce travail de thèse.*

*Je suis profondément reconnaissant à l'égard de Monsieur Marc Brunel, Professeur à l'université de Rennes I, et à Madame Isabelle Robert, chargée de recherche au Laboratoire de Photonique et de Nanostructure, qui ont aimablement accepté de faire partie du jury en qualité de rapporteur.*

*Je remercie tout particulièrement Isabelle Sagnes, Directeur de recherche au Laboratoire de Photonique et de Nanostructure, pour l'intérêt qu'elle a porté ce travail à travers notre collaboration et pour avoir accepté de se joindre à ce jury.*

*Je suis très reconnaissant à Monsieur Philippe Lalanne, Directeur de recherche au laboratoire Charles Fabry, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail à travers notre collaboration.*

*Je remercie également Monsieur Hugues Guillet de Chatellus, Maître de conférence à l'université de Joseph Fourier pour nos discussions scientifiques et sa participation à ce jury en tant qu'invité.*

*Je remercie également Monsieur Philippe Signoret, Professeur à l'université de Montpellier II, pour sa participation à ce jury de thèse en tant qu'examinateur.*

*Je remercie enfin l'ensemble des personnes qui ont su me soutenir, scientifiquement ou moralement, durant l'ensemble de ces trois années.*



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>I Le VeCSEL : une technologie de choix</b>	<b>7</b>
<b>Chapitre 1 Conception et propriétés physiques du VeCSEL</b>	<b>9</b>
1.1 Les sources laser à semi-conducteur . . . . .	9
1.1.1 Les diodes laser à émission par la tranche . . . . .	10
1.1.2 Les lasers a cavité verticale émettant par la surface . . . . .	12
1.1.3 Conclusion . . . . .	14
1.2 Les éléments constitutants du laser VeCSEL . . . . .	15
1.2.1 Le milieu à gain . . . . .	15
1.2.1.1 Les puits quantiques . . . . .	16
1.2.1.2 Spectre et amplitude du gain . . . . .	17
1.2.1.3 Processus de recombinaison radiatifs/non-radiatifs . . . . .	22
1.2.1.4 Influence de milieu à gain sur le spectre du laser . . . . .	23
1.2.2 Miroir de haute réflectivité . . . . .	25
1.2.3 Structures 1/2 VCSEL à multiples puits quantiques . . . . .	26
1.2.3.1 Optimisation du nombre de puits quantiques pour une structure 1/2 VCSEL . . . . .	27
1.2.3.2 Gain modal d'une structure à multiple puits quantiques . . . . .	28
1.2.3.3 Design de la microcavité : Le facteur $\Gamma_{\mu c}$ . . . . .	31
1.2.4 Le système de pompage optique . . . . .	32
1.3 La cavité optique . . . . .	34
1.3.1 Propriétés spectrales d'une cavité froide . . . . .	35
1.3.2 Généralités sur l'optique gaussienne . . . . .	35
1.3.3 Stabilité d'une cavité optique en espace libre . . . . .	38
1.4 VeCSEL pour une émission conventionnelle TEM <sub>00</sub> . . . . .	38
1.4.1 La cohérence d'une source optique . . . . .	39
1.4.2 Fonctionnement mono-mode transverse TEM <sub>00</sub> . . . . .	40
1.4.3 Fonctionnement mono-mode longitudinal . . . . .	40
1.4.4 Fonctionnement sur un mode de polarisation unique . . . . .	42
<b>Chapitre 2 Propriétés de cohérence du VeCSEL émettant sur le mode TEM<sub>00</sub></b>	<b>45</b>
2.1 Cohérence Spatiale d'un VeCSEL : Bruit de phase et mesure de front d'onde . . . . .	45
2.1.1 Cohérence Spatiale des Lasers . . . . .	45
2.1.2 Quantification de la cohérence / qualité spatiale d'un faisceau . . . . .	45
2.1.3 Cohérence spatiale du faisceau TEM <sub>00</sub> émis par un VeCSEL . . . . .	48

2.2	Cohérence temporelle d'un VeCSEL : bruit d'intensité et bruit de fréquence . . . . .	49
2.2.1	Cohérence temporelle des lasers . . . . .	49
2.2.2	Cohérence des VeCSELs . . . . .	53
2.2.3	Bruit d'intensité d'un VeCSEL . . . . .	53
2.2.4	Bruit de fréquence d'un VeCSEL . . . . .	55
2.3	Conclusion . . . . .	60
 <b>II VeCSEL pour une émission sur les modes Laguerre-Gauss d'ordre supérieur</b>		<b>61</b>
<b>Chapitre 1 Fondements théoriques et propriétés physiques</b>		<b>63</b>
1.1	Mode LG : états propres d'une cavité plan-concave . . . . .	63
1.1.1	Les vortex optiques . . . . .	65
1.1.2	Fréquence des modes transverses LG . . . . .	67
1.2	Comment sélectionner/générer un mode LG dans un laser ? . . . . .	67
1.3	Sélection intracavité d'un mode LG dans le VeCSEL : Filtre d'intensité et/ou de phase . . . . .	70
1.3.1	Les masques métalliques . . . . .	71
1.3.2	Les masques à métamatériau . . . . .	72
1.4	Equations de Maxwell-Bloch et dynamique des modes transverses du VeCSEL . . . . .	76
1.4.1	Équation générale de Maxwell-Bloch . . . . .	76
1.4.1.1	Equation de Maxwell-Bloch monomode : classes dynamiques des lasers . . . . .	78
1.4.2	Equations dynamiques de Maxwell-Bloch des modes transverses	79
1.4.2.1	Modèle de la dynamique des modes transverses . . . . .	81
1.4.2.2	Équations de la dynamique des modes transverses en nombre de photons . . . . .	84
1.4.2.3	Discussion sur la validité du modèle . . . . .	86
1.4.2.4	Vers un fonctionnement bi-mode transverse . . . . .	91
1.5	Conclusion . . . . .	93
<b>Chapitre 2 Conception du VeCSEL Laguerre-Gauss</b>		<b>95</b>
2.1	Technologie 1/2 VCSEL avec des masques métalliques . . . . .	95
2.1.1	Dessin de la structure 1/2 VCSEL résonante . . . . .	95
2.1.2	Conception des masques métalliques . . . . .	95
2.1.3	Structure 1/2 VCSEL complète : croissance sur GaAs et étape technologique . . . . .	98
2.2	Technologie 1/2 VCSEL avec un cristal photonique . . . . .	99
2.2.1	Masque à cristaux photoniques . . . . .	99
2.2.1.1	Masque perturbatif à cristaux photoniques pour sélection des modes vortex . . . . .	103
2.2.2	Design de la structure 1/2 VCSEL anti-résonante . . . . .	105

2.2.3	Étapes technologiques de fabrication d'un cristal photonique sur 1/2 VCSEL . . . . .	106
2.2.4	Le prototype compact . . . . .	107
2.3	Réalisation des structures et caractérisation de l'émission laser . . .	109
2.3.1	Masque de chrome . . . . .	109
2.3.1.1	Caractérisation de la structure . . . . .	109
2.3.1.2	Réalisation des masques en chrome . . . . .	110
2.3.1.3	Caractéristique laser : qualité transverse du faisceau . . . . .	110
2.3.1.4	Caractéristique laser : Puissance . . . . .	112
2.3.1.5	Caractéristique laser : qualité spectrale . . . . .	113
2.3.1.6	État de polarisation . . . . .	114
2.3.1.7	État bimode transverse : émission bi-fréquence stable . . . . .	115
2.3.2	Masque à cristaux photoniques pour sélection de modes vortex . . . . .	116
2.3.2.1	Fabrication du cristal photonique . . . . .	116
2.3.2.2	Caractéristique laser : qualité de faisceau . . . . .	117
2.3.2.3	Caractérisation du VeCSEL vortex : puissance . . . . .	118
2.3.2.4	Caractéristique laser : qualité spectrale . . . . .	119
2.4	Conclusion . . . . .	120
<b>Chapitre 3</b>	<b>Cohérence spatiale du VeCSEL Laguerre-Gauss</b>	<b>121</b>
3.1	Outils de mesure pour les caractéristiques spatiales . . . . .	121
3.1.1	Mesure interférométrique . . . . .	122
3.1.2	Mesure du signal de battement des modes transverses . . . . .	123
3.2	Carte de phase et d'intensité . . . . .	125
3.3	Pureté du mode spatial : le TSMSR . . . . .	126
3.4	Cohérence spatiale des modes LG vortex . . . . .	127
3.5	Conclusion . . . . .	130
<b>III</b>	<b>Laser VeCSEL sans mode longitudinal</b>	<b>131</b>
<b>Chapitre 1</b>	<b>Les sources de lumière blanche</b>	<b>133</b>
1.1	Les sources continuum traditionnelles . . . . .	133
1.2	Les sources large bande cohérentes en cavité résonnante . . . . .	134
1.2.1	Cavité Fabry-Pérot à mode de résonance élargi passivement . . . . .	134
1.2.2	Cavités FSF / lasers FSF . . . . .	135
<b>Chapitre 2</b>	<b>Fondements théoriques des lasers sans mode</b>	<b>141</b>
2.1	Propriétés spectro-temporelles des lasers FSF à l'état stationnaire . . . . .	145
2.1.1	Modèle de cavité passive pour les lasers FSF . . . . .	146
2.1.1.1	Représentation temps-fréquence des lasers FSF . . . . .	147
2.1.1.2	Spectre optique d'un laser FSF injecté par l'émission spontanée : le laser sans mode (LSM) . . . . .	148
2.1.1.3	Spectre RF de bruit d'intensité des lasers FSF sans mode . . . . .	150
2.1.1.4	Spectre RF du signal interférométrique . . . . .	152
2.1.2	Cas d'un laser FSF à cavité active . . . . .	154



2.2	Dynamique spectro-temporelle des lasers sans mode . . . . .	155
2.3	Conclusion . . . . .	161
<b>Chapitre 3</b>	<b>Conception du LSM VeCSEL</b>	<b>163</b>
3.1	Structure 1/2 VCSEL large bande à fort gain . . . . .	163
3.1.1	Conception . . . . .	163
3.1.2	Etude . . . . .	167
3.2	Conception de la cavité optique : Calcul de la stabilité . . . . .	171
3.3	Conclusion . . . . .	175
<b>Chapitre 4</b>	<b>Étude expérimentale du VeCSEL sans mode</b>	<b>177</b>
4.1	Caractérisation de premier ordre du VeCSEL sans mode . . . . .	177
4.2	Dynamique et cohérence temporelle du VeCSEL sans mode : Une étude expérimentale . . . . .	180
4.2.1	Caractérisation de la cohérence temporelle : le spectre RF . .	180
4.2.2	Caractérisation de la dynamique spectro-temporelle . . . . .	184
4.2.3	Quelques différences entre le VeCSEL sans mode en cavité linéaire et en cavité en anneau . . . . .	187
4.3	Conclusion . . . . .	190
<b>Chapitre 5</b>	<b>VeCSEL sans mode injecté par une source monochro- matique : Vers un fonctionnement impulsif</b>	<b>191</b>
5.1	Description théorique simplifiée d'un laser FSF injecté par un laser mono-fréquence . . . . .	191
5.2	Intérêts et limitations . . . . .	194
5.3	Montage expérimental et premières caractérisations . . . . .	195
5.4	Conclusion . . . . .	199
	<b>Conclusion générale</b>	<b>201</b>
	<b>Annexes</b>	<b>207</b>
<b>Chapitre A</b>	<b>Liste des Publications</b>	<b>209</b>
A.1	Articles dans des revues à comité de lecture . . . . .	209
A.2	Brevets . . . . .	209
A.3	Invitations à des conférences internationales à comité de lecture . . .	210
A.4	Conférences internationales à comité de lecture . . . . .	210
A.5	Conférences nationales à comité de lecture . . . . .	210
	<b>Articles</b>	<b>213</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>237</b>

# Introduction générale

Les lasers<sup>1</sup> sont des sources optiques de rayonnement cohérent. Leur fonctionnement est basé sur la génération intra-cavité du rayonnement électromagnétique sous l'effet de l'émission stimulée, générant ainsi un grand nombre de photons dans un seul et même état confiné.

Depuis la première démonstration expérimentale de l'effet laser [Maiman 1960], le développement de nouvelles sources laser, basées sur des technologies et systèmes de matériaux très variés, a permis d'accéder à une plage spectrale très vaste du spectre électromagnétique, allant de l'ultra violet (U.V.) jusqu'au domaine du THz.

Les propriétés de cohérence spatiale et temporelle et de polarisation des sources laser ont contribué à des avancées majeures que se soit dans le domaine de la recherche scientifique fondamentale ou dans les domaines les plus appliqués. Ainsi, un faisceau laser de haute cohérence spatiale à la limite de diffraction et très directif est nécessaire pour des applications comme les communications en espace libre ou pour la télémétrie. Un laser de haute cohérence temporelle est nécessaire pour des applications telles que la spectroscopie moléculaire d'absorption laser, ou encore pour les systèmes de télécommunication par voie optique.

Si le rayonnement laser présente des propriétés aussi marquées de cohérence spatiale et temporelle, c'est parce que la lumière issue d'une source laser peut s'approcher d'un état unique et quasi-cohérent de la lumière, défini par sa distribution spatiale (mode transverse unique du résonateur optique), son contenu spectral (mode longitudinal unique) et son état de polarisation (vecteur linéaire unique) (figure 1).

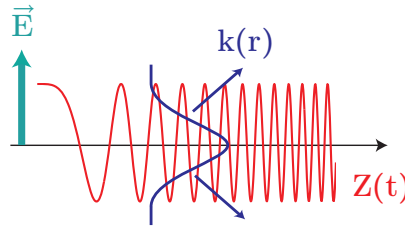


FIGURE 1 – État unique de la lumière.

En ce qui concerne l'aspect transverse, les sources laser sont habituellement conçues pour émettre sur le mode transverse fondamental de la cavité (où l'intensité du laser est souvent concentrée sur un seul lobe, comme par exemple le mode gaussien), avec une phase spatiale uniforme (plane-sphérique). Pour garantir une haute cohérence spatiale, on s'assure alors que le laser n'oscille que sur ce mode transverse avec des fluctuations de phase spatiale faibles.

---

1. pour Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

En ce qui concerne l'aspect longitudinal de l'onde, on distingue deux types de sources laser temporellement cohérentes :

- Les sources laser monofréquences : l'objectif est d'obtenir une largeur de raie aussi étroite que possible (facteur de qualité  $>10^{11}$ ).
- Les sources laser impulsionnelles à blocage de modes : plusieurs modes longitudinaux (de très faible largeur spectrale) sont mis en phase pour générer des trains d'impulsion les plus réguliers.

Toutefois, les états cohérents possibles pour la lumière ne se limitent pas aux quelques exemples mentionnés précédemment, aussi habituels qu'ils soient. En effet, depuis quelques années, un intérêt croissant est porté au domaine de l'optique singulière (singular optics)[Shunichi Sato 2012], où des faisceaux laser contenant des structures de phase transverse complexes (singularité de phase) sont générés et étudiés [Dennis 2009]. L'exemple suscitant le plus d'intérêt est certainement celui des faisceaux laser présentant un front de phase hélicoïdal, aussi connu sous le nom de "vortex optique"[Yao 2011]. Ces modes font l'objet d'une grande attention du fait de leur structure particulière de phase, qui dote le photon d'un moment angulaire orbital (en plus de son moment linéaire) qui peut être transmis à des particules[Allen 1992]. Cette propriété trouve un intérêt croissant, notamment dans le domaine des pinces optiques[Grier 2003]. De nos jours, les techniques utilisées pour la génération de ce type de faisceau reposent principalement sur la transformation d'un faisceau TEM<sub>00</sub> hors de la cavité laser, en exploitant des modulateurs spatiaux de phase (Spatial Light Modulator)[Yao 2011], solution qui reste à la fois coûteuse et encombrante, et pose des limites fortes en termes de puissance et de cohérence spatiale de l'onde générée : la solution par génération directe intracavité semble être donc la plus pertinente.

En ce qui concerne l'aspect longitudinal de l'onde, un intérêt croissant se porte pour une nouvelle classe de sources laser incorporant un décaleur de fréquence intra-cavité (laser FSF pour frequency Shifted Feedback Laser en anglais)[Yatsenko 2004b]. En effet, ces lasers ont la particularité d'émettre un rayonnement continûment « chirpé » et large bande tout en conservant une cohérence temporelle élevée, comparable à celle d'un laser monofréquence traditionnel. De plus, lorsqu'un tel laser FSF est injecté par une source mono-chromatique, il émet des trains d'impulsion avec un taux de répétition réglable et très élevé (THz) à faible "jitter" (ou bruit de phase), surpassant ainsi les sources laser habituelles à blocage de mode[de Chatellus 2013]. Là encore, la plupart des technologies de laser FSF existant à ce jour n'ont pas de vrai potentiel pour l'intégration, sont limitées dans le choix de la longueur d'onde (cristaux dopés, laser à colorant), ou présentent de plus un faible cohérences temporelles et une dynamique non-linéaire complexe (laser à fibre)[Sabert 1994].

Le travail présenté dans cette thèse porte justement sur le développement et l'étude de ces nouvelles sources laser "exotiques", de haute cohérence et de forte puissance dans le proche infra-rouge. Ces nouveaux états concernent aussi bien l'aspect transverse (spatial) que longitudinal (temporel) de l'onde. Plus particu-

lièrement, ce travail concerne l'émission laser contrôlée de haute cohérence à forte puissance sur les modes d'ordre supérieur Laguerre-gauss (LG) dégénérés (profil d'intensité en forme de pétales) et non-dégénérés (vortex optique), ainsi que l'émission large bande cohérente (laser FSF). Dans ce but, la technologie laser qui sera le support de notre étude est le laser à semi-conducteur émettant par la surface en cavité externe verticale (VeCSEL pour *Vertical External Cavity Surface Emitting laser* en anglais) pompé optiquement. En effet, les VeCSELs à cavité externe, de par la configuration de la cavité optique (espace libre) et le milieu à gain sub- $\lambda$  à base de semi-conducteur, combinent naturellement les avantages des lasers à semi-conducteur traditionnels, en terme de flexibilité en longueur d'onde, fiabilité et de compacité à ceux des lasers solides (puissance élevée et haute cohérence).

Dans le cadre de ce travail, les sources sont développées à base de nanostructures III-V sur GaAs, pour une émission laser autour de  $1\mu\text{m}$ , mais les concepts de sources laser développés ici peuvent être étendus dans une gamme large allant du visible au moyen infrarouge.

Pour réaliser des sources laser émettant sur les modes spatiaux d'ordre supérieur LG, la solution proposée dans ce travail consiste à l'intégration directe en technologie planaire des filtres d'épaisseur sub-longueur d'onde de modes spatiaux sur la structure semi-conductrice (zone active) elle-même. Pour cela, nous allons mettre à profit la maîtrise de techniques post-croissance (Lithographie E-beam, gravure) pour réaliser des masques, permettant un fonctionnement à faibles pertes et à faibles aberrations, réalisés avec des couches de métal (absorbant) ou des diélectriques à cristaux photoniques (fonction de phase spatiale).

En ce qui concerne la réalisation d'une source laser FSF VeCSEL, il faut répondre à deux exigences : développer des zones actives fournissant à la fois un gain fort ( $>15\%$  par passage) et large spectralement ( $>3\text{ THz}$ ). En effet, ceci présente un défi majeur, car pour un VeCSEL (émission verticale), le gain optique, fourni par des puits quantiques, est typiquement limité à quelques % si on veut garder une largeur spectrale importante. Ainsi, il est nécessaire de développer des zones actives incorporant un grand nombre de puits quantiques tout en veillant à ne pas dégrader la qualité cristalline de la structure semi-conductrice. Une étude dans ce sens sera présentée dans ce manuscrit.

Cette thèse se déroule à l'Institut d'Electronique de Sud (IES) et fait l'objet d'une collaboration scientifique entre l'IES, le Laboratoire de Photonique et de Nanostructure (LPN), le laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCF) et le laboratoire interdisciplinaire de Physique (liPHy). Ce manuscrit est scindé en trois parties.

## Première partie

Dans cette partie, nous allons donner une discussion assez générale sur les VeCSELs, où nous aborderons toutes les étapes depuis la conception du composant jusqu'à la caractérisation de l'émission laser. Nous commençons par détailler les éléments qui constituent un VeCSEL pompé optiquement pour une émission la-

ser à  $1\mu\text{m}$  à base du système de matériaux GaAs. Dans un premier temps, nous donnons les propriétés du milieu à gain à base de puits quantiques, nous présentons ses paramètres clés (durée de vie, amplitude et spectre de gain ...) et nous montrons comment ceux-ci influencent les propriétés du laser. Nous discutons également des différentes limitations physiques (qualité cristalline, influence des effets thermiques, ...). Nous présentons alors les propriétés de la cavité optique (stabilité, modes propres) et nous donnons le schéma principal du système laser en configuration de pompage optique.

Ensuite, nous discutons des différentes précautions à prendre en compte pour aboutir à un rayonnement cohérent sur le mode  $\text{TEM}_{00}$ . Nous soulignons les liens qui existent entre les propriétés des différents éléments qui constituent le VeCSEL et les propriétés de l'émission laser. A cette occasion, nous aborderons quelques notions de cohérence (spatiale, temporelle et polarisation), et les différentes techniques utilisées pour les quantifier. On finira cette partie par un bilan détaillé des propriétés de bruit optique dans les VeCSEL mono-fréquence émettant sur le mode gaussien fondamental  $\text{TEM}_{00}$ .

## Deuxième partie

Dans cette partie, nous nous intéressons à la conception et à l'étude d'un VeCSEL émettant sur les modes Laguerre-Gauss d'ordre supérieur. Elle fera l'objet de trois chapitres.

Nous commençons par poser les bases théoriques permettant de comprendre les propriétés physiques des modes Laguerre-Gauss. Ensuite, nous discutons les différentes méthodes utilisées dans la littérature pour les générer, en soulignant les avantages et les limites de chaque méthode. Nous donnons également notre approche de sélection intra-cavité de modes transverse dans le VeCSEL par l'intégration directe des filtres originaux (modulateurs de gain net ou de phase) pour les modes transverses dans la puce  $1/2$  VCSEL, et nous discutons la viabilité de cette solution en se basant sur l'expertise développée pour le VeCSEL émettant sur le mode  $\text{TEM}_{00}$ .

Dans un deuxième temps, nous étudions la dynamique des modes transverses dans le VeCSEL afin de comprendre comment le VeCSEL, en présence des filtres de modes, arrive à sélectionner un seul état de la lumière à l'état stationnaire. Nous commençons par établir les équations du laser en régime multimode transverse, et nous discutons des différentes hypothèses applicables au VeCSEL qui permettent de simplifier l'étude de la dynamique du VeCSEL.

Le deuxième chapitre est dédié à la conception du VeCSEL pour l'émission sur un mode transverse d'ordre supérieur. Dans cette partie, nous détaillons les étapes de conception des filtres de modes transverse pour les deux solutions proposées, à savoir des filtres à base de masques métalliques et des filtres à base de métamatériau. Nous discutons du choix de la structure adaptée à chaque solution et les limitations technologiques associées. En suite nous présenterons les caractéristiques élémentaires des modes générés (puissance, spectre optique).

Le troisième chapitre sera consacré à la caractérisation des VeCSEL obtenus,

émettant sur les modes d'ordre supérieur choisis par conception. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la cohérence spatiale des modes émis, que ce soit pour les modes dégénérés ou pour les modes vortex.

### Troisième partie

Cette partie du manuscrit sera consacrée à la conception et à la réalisation d'un VeCSEL « sans mode longitudinal », autrement dit un laser large bande mais cohérent à la fois temporellement et spatialement. Elle fera l'objet de cinq chapitres.

Dans un premier temps, nous donnerons une brève description des sources de lumière large bande incohérentes, et nous marquerons les différences entre ce type de source et le laser sans mode, surtout en termes de cohérence temporelle pour ces deux objets très différents.

Ensuite, dans le deuxième chapitre, nous commençons par poser les bases théoriques permettant de comprendre les propriétés des lasers sans mode à l'état stationnaire. Nous décrivons les éléments constitutifs de ce type de laser, principalement la cavité laser avec décalage fréquentiel intra-cavité, et les conditions à respecter pour atteindre le régime sans mode. Puis, nous allons nous intéresser à la dynamique spectro-temporelle des lasers FSF injectés uniquement par l'émission spontanée, grâce à un modèle simplifié basé sur les équation de bilan.

Le troisième chapitre sera dédié à la conception du VeCSEL sans mode. Nous présenterons les limitations liées à la technologie VeCSEL, à savoir, fournir un gain fort ( $> 15\%$ ) et large bande (quelques THz). Une difficulté majeure est comment réaliser une zone active à grand nombre de puits quantiques ( $>20$ ) tout en gardant une qualité cristalline élevée et une excitation efficace des puits. Nous présentons également les différentes configurations de cavité et le potentiel de développer des laser sans mode compacts et de haute cohérence.

Dans le quatrième chapitre de cette partie, nous nous intéresserons à la caractérisation et l'étude expérimentale du VeCSEL sans mode réalisé. Les mesures expérimentales seront confrontées aux résultats de la modélisation. Nous soulignons également les propriétés de cohérence temporelles de ce laser et comment elles se distinguent des laser mono-fréquence conventionnels.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous nous intéresserons au VeCSEL sans mode injecté par source monochromatique afin de réaliser un laser impulsif. Nous commencerons par présenter la configuration de ce laser et une description théorique simplifiée pour comprendre son fonctionnement. Nous présenterons également les précautions à prendre pour aboutir au fonctionnement impulsif (propriétés de la cavité et du laser d'injection). Ce chapitre se terminera par la présentation de nos premiers résultats expérimentaux de VeCSEL sans mode injecté par source monochromatique.



Première partie

**Le VeCSEL : une technologie de  
choix**





# Conception et propriétés physiques du VeCSEL

---

Cette première partie du manuscrit sera dédiée à la présentation du VeCSEL. Elle a pour but de donner une vision globale de cette technologie de laser, en présentant toutes les briques technologiques nécessaires pour la conception d'un VeCSEL et les propriétés physiques de l'émission laser de ces sources. Nous allons voir par la suite pourquoi le VeCSEL représente une technologie prometteuse pour aller explorer des nouveaux états cohérents sur les trois axes de la lumière à savoir, l'état transverse, longitudinal et l'état de polarisation. Mais avant de rentrer dans le vif du sujet, nous allons tout d'abord présenter les sources lasers cohérentes à base de milieu amplificateur en semi-conducteur. L'objectif est de donner les paramètres clef de la filière des lasers à semi-conducteur (propriété de cohérence, longueur d'onde accessible et applications) et de mieux la situer dans un contexte plus général.

## 1.1 Les sources laser à semi-conducteur

Les lasers à semi-conducteur constituent une famille de lasers basée sur un milieu à gain à semi-conducteur. Dans ce type de laser, la structure électronique en bande de valence et en bande de conduction est mise à profit pour obtenir des recombinaisons radiatives efficaces (Inter-bande ou inter-sous-bande), i.e du gain optique. Cette technologie permet d'avoir une grande flexibilité en longueur d'onde d'émission en jouant sur la composition des alliages qui constituent le milieu à gain. Cependant, les plages spectrales accessibles dépendent du choix des matériaux et de la technologie utilisée. En exploitant les transitions inter-bande des matériaux III-V usuels (GaAs, InP, GaSb), on peut couvrir presque complètement, de façon continue, la gamme  $0.8\text{-}3\mu\text{m}$  avec un fonctionnement laser en continu et à température ambiante (figure 1.1). L'arrivée des lasers à cascade quantique, qui exploitent les transitions inter-sous-bande, a permis d'atteindre des longueurs d'onde allant de  $3\mu\text{m}$  jusqu'au domaine THz [Williams 2005]. Cette plage de longueurs d'onde peut aussi être couverte par les matériaux II-VI ou IV-VI (PbTe, PbSe) [Rahim 2009]. En plus des matériaux III-V usuels, on trouve les matériaux GaN/InGaN, qui peuvent être utilisés dans la fenêtre spectrale autour de  $0.4\mu\text{m}$  dans le bleu et UV. Outre la génération directe, les techniques de doublage/triplage de fréquence sont souvent utilisées avec les lasers à semi-conducteur ; cela permet en principe d'accéder à une large gamme de longueurs d'onde dans le visible et dans UV [Calvez 2009].

Les lasers à semi-conducteur peuvent être conçus pour être pompés optiquement ou électriquement. Cela donne une flexibilité lors de la conception de ces systèmes laser pour les adapter aux différents cahiers des charges au niveau de la compacité, la qualité de faisceau et la puissance optique.

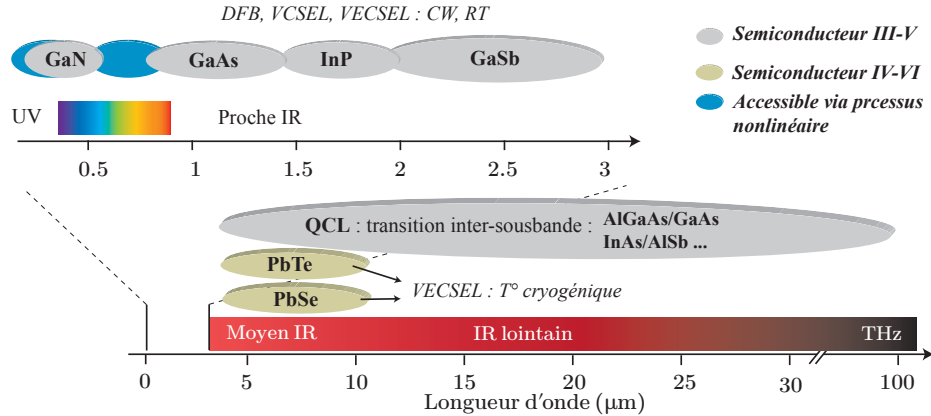


FIGURE 1.1 – Domaine spectral des principaux systèmes de matériaux pour la réalisation de laser à semi-conducteur.

Dans la partie qui suit, on va donner une brève description des différentes technologies de laser à semi-conducteur. On présentera les avantages et les limitations de chaque technologie.

### 1.1.1 Les diodes laser à émission par la tranche

#### a) Diodes laser Fabry-Pérot : DFB et DBR

L'amplification de la lumière dans ce type de laser se fait dans le plan de la zone active. Le confinement optique est assuré par deux couches d'indices optiques faibles placées de part et d'autre de la zone active suivant l'axe de croissance (guidage dans la direction verticale). La gravure d'un ruban de quelques  $\mu\text{m}$  de largeur permet alors de guider la lumière selon la dimension la plus longue de la zone active (figure 1.2). Cela implique de réaliser un guide d'onde dont les dimensions transverses sont de l'ordre de la longueur d'onde pour assurer un fonctionnement monomode transverse avec un seul état de polarisation. Étant donné que le gain optique est élevé ( $\sim 50\%$ ) un simple clivage de la puce de part et d'autre du ruban permet de créer les deux faces réfléchissantes ( $\sim 30\%$  à cause de contraste d'indice entre l'air et le semi-conducteur) constituant la cavité laser.

L'inconvénient de ce type de laser est sa longue cavité de faible finesse remplie par un milieu à gain large bande. Ainsi, la courbe de gain contient plusieurs modes longitudinaux couplés à cause des effets non-linéaires, ce qui empêche un fonctionnement mono-fréquence. Cependant, l'incorporation d'un réseau de diffraction couplé à la zone active permet de moduler les pertes de la cavité et forcer le régime mono-fréquence souhaité. On parle alors de « lasers DFB » (Distributed Feed

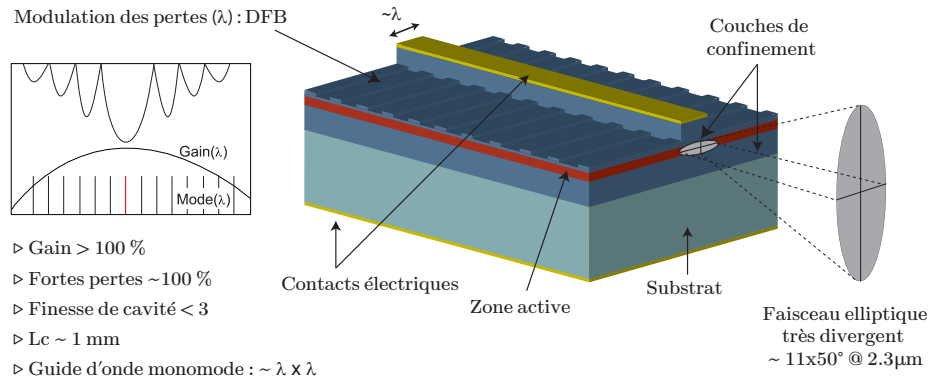


FIGURE 1.2 – Illustration d'une diode laser DFB.

Back) et de « lasers à DBR » (Distributed Bragg Reflector). Ces lasers affichent une émission mono-fréquence qui peut être accordée par des effets thermiques ou de courant électrique. A ce jour, les DFB sont des composants très répandus dans le commerce, surtout pour les applications dans les télécommunications par voie optique (autour de  $1,55 \mu\text{m}$ ). Dans le moyen infrarouge, les DFB sont souvent utilisés dans les systèmes de spectroscopie à base des diodes laser (TDLS<sup>1</sup>) [Zeller 2010]. Les largeurs de raies typiques sont de l'ordre du mégahertz, limitées par le fait que ces laser ont des cavités à faible finesse avec une longueur de cavité de l'ordre du *mm*. Néanmoins, grâce à la bonne maîtrise des technologies de croissance, des lasers DFB émettant sur une centaine de mW avec des largeurs de raies < 500 kHz et un SMSR<sup>2</sup>  $\sim 50\text{dB}$ , ont été démontrés en laboratoire de recherche [Klehr 2008]. En ce qui concerne la qualité spatiale, les lasers à émission par la tranche présentent un faisceau elliptique de forte divergence. Cela est directement lié aux dimensions du guide rectangulaire dans la zone active qui sont de l'ordre de la longueur d'onde.

### b) Diodes laser à cavité étendue (ECDL)

Une diode laser à cavité étendue (ECDL) est constituée d'une diode laser Fabry-Pérot avec un traitement anti-reflet sur une des deux facettes, d'optiques de collimation et d'un miroir externe qui vient fermer la cavité. L'intérêt de l'allongement de la cavité de cette manière est de diminuer la largeur spectrale du laser par rapport à une diode simple (car on augmente ainsi la durée de vie des photons dans la cavité), et permet de plus d'insérer des éléments filtrants pour renforcer la sélection d'un seul mode. Il s'agit en général d'un réseau de diffraction (configuration Littman-Metcalf [Littman 1978]). Ce réseau peut aussi être utilisé à la fois comme miroir externe et filtre accordable en longueur d'onde (configuration Littrow [Liu 1981]).

L'inconvénient de ce type de laser est la nécessité d'utiliser des optiques à forte

1. Tunable Diode laser spectroscopy  
2. Side Mode Suppression Ratio

ouverture numérique ( $>0.5$ ) et l'utilisation de systèmes optiques très stables mécaniquement. Malgré cela, on trouve dans le commerce des ECDL avec des largeurs spectrales de l'ordre de 100kHz avec des puissances optiques de quelques dizaines de mW.

### 1.1.2 Les lasers à cavité verticale émettant par la surface

#### a) Laser VCSEL monolithique

Dans ce type de laser, l'amplification de la lumière se fait suivant l'axe de croissance (figure 1.3). L'épaisseur du milieu à gain est faible (égale à l'épaisseur des puits quantiques, quelques dizaine de  $nm$ ) ce qui limite le gain optique à quelques % par passage. Cela nécessite l'utilisation de miroirs de haute réflectivité et à faibles pertes optiques. On utilise des miroirs de Bragg épitaxiés directement sur la puce semi-conductrice. Ces lasers peuvent être pompés optiquement ou électriquement. L'intérêt de ces lasers est le faible volume actif qui diminue drastiquement les densités de porteurs nécessaires pour atteindre le seuil laser (pour un pompage électrique, cela correspond à des courants de seuil de l'ordre du mA). De plus, les dimensions de la cavité sont de l'ordre de la longueur d'onde, ce qui permet un fonctionnement laser intrinsèquement monomode longitudinal. Le caractère symétrique de l'émission verticale associé à des tailles d'émission de l'ordre de quelques  $\mu m$  impose des faisceaux laser circulaires peu divergents avec des puissances optiques de l'ordre de quelques mW. Cela rend efficace et facile leur injection dans des fibres optiques, en vue d'une utilisation dans des applications de télécommunication. Autour de  $850nm$  et  $1,55\mu m$ , les VCSEL sont utilisés dans des systèmes de télécommunications avec des débits de transmission de quelques dizaines de Gbit/s [Westbergh 2008, Hofmann 2008]. Dans le moyen infrarouge, les VCSELs représentent une alternative aux DFB pour les systèmes TDLS. La largeur de raie typique d'un VCSEL est de l'ordre de quelques mégahertz, et reste donc comparable à celle des DFB.

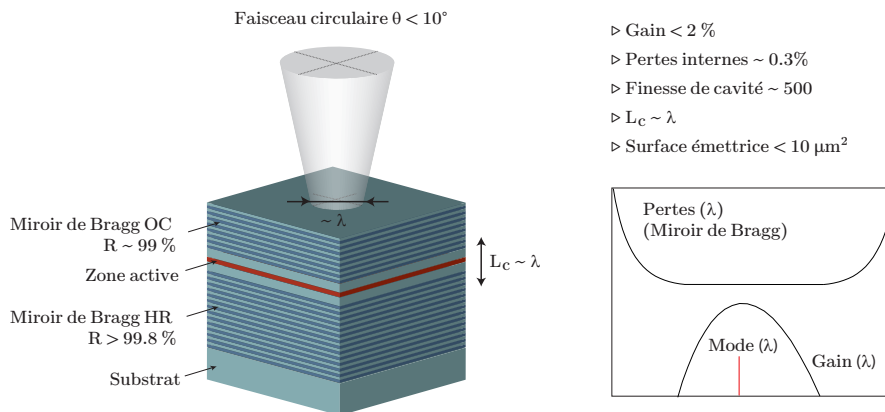


FIGURE 1.3 – Illustration d'un laser à émission par la surface à microcavité verticale.

Bien que le design du VCSEL présente plusieurs atouts, il est aussi à l'origine

de plusieurs inconvénients principalement liés à la géométrie et à la nature instable de la cavité. Les modes du VCSEL sont stabilisés par un guidage par indice induit thermiquement, ce qui fait que le filtrage spatial entre ces modes est faible, cela impose un pompage réduit en taille (de l'ordre de la longueur d'onde) pour forcer un fonctionnement monomode transverse, limitant ainsi la puissance laser à quelques mW. Un autre problème des VCSEL est l'accordabilité en longueur d'onde très réduite ( $\sim$ GHz) à cause de sauts de mode de polarisation. En effet, à cause de la taille réduite de la cavité, les modes de polarisation sont très espacés spectralement et leur vitesse d'accordabilité avec le courant ou la température est différente de celle du maximum du milieu à gain. Cela conduit inévitablement à des changements de la polarisation avec le changement du courant ou la température [Mulet 2002].

### b) Laser VCSEL à cavité externe (VeCSEL)

Ce type de laser est basé essentiellement sur un schéma VCSEL dans lequel la cavité optique est fermée à l'aide d'un miroir externe. Le VeCSEL est basé sur une structure à semiconducteur appelée « demi VCSEL » ou « miroir à gain ». Il s'agit d'un miroir de Bragg inférieur et d'une zone active à base de puits quantiques épitaxiés sur une seule et même puce. La cavité laser est fermée avec un miroir externe à quelques mm ou cm de la surface (figure 1.4). Cela forme une simple cavité de type plan-concave qui est naturellement stable<sup>1</sup> [E.Siegman 1986].

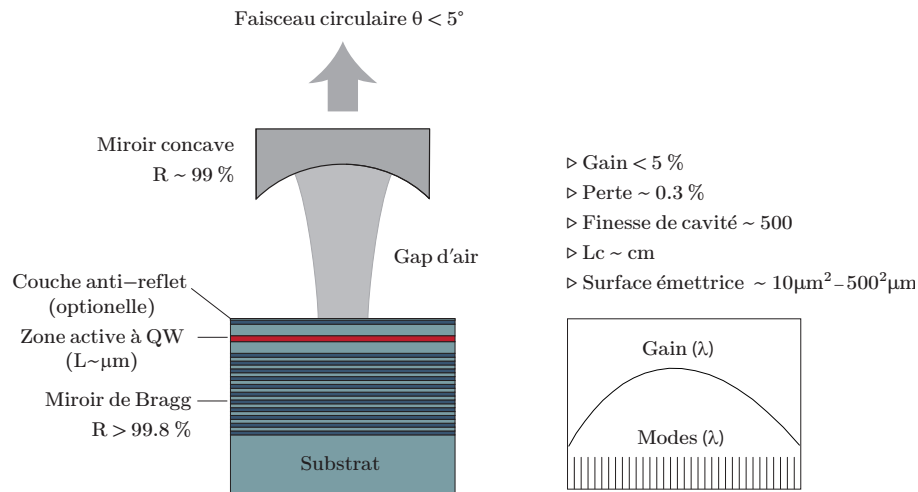


FIGURE 1.4 – Illustration d'un laser à émission par la surface en cavité externe.

C'est cette configuration de cavité externe qui va permettre au VeCSEL de réunir les avantages des lasers solides pompé par diode (DPSSL<sup>2</sup>) en termes de qualité spatiale de faisceau et de puissance optique avec la flexibilité en longueur d'onde et la compacité des lasers à semi-conducteur.

1. D'autres configurations sont possibles avec des cavités en Z ou même en anneau ; dans ces configurations, on peut exploiter des cavités avec des longueurs allant jusqu'au mètre.

2. Diode Pumped Solid State Lasers

En effet, dans cette configuration, les modes transverses du laser ne sont pas guidés et leur taille est fixée principalement par la cavité externe. Ainsi, en adaptant la taille du mode fondamental  $TEM_{00}$  au diamètre de pompage, on peut garantir un fonctionnement laser sur ce mode même pour des tailles de pompage atteignant quelques centaines de  $\mu m^2$  (figure 1.4), nécessaires pour des puissances de l'ordre de la dizaine de W. On trouve dans la littérature des démonstrations d'une émission laser circulaire proche de la limite de diffraction avec des puissances laser allant de 10mW jusqu'à 20W avec une seule structure 1/2 VCSEL [Rudin 2008], et jusqu'à 55W en utilisant 3 structures 1/2 VCSEL dans une seule et même cavité<sup>1</sup>[Chilla 2007]. En ce qui concerne la qualité spectrale du VeCSEL, la cavité de haute finesse ( $> 300$ ) associée à une émission spontanée amplifiée très réduite (pas de guidage de la lumière dans le milieu à gain) permet d'obtenir naturellement une émission laser nettement sub-mégahertz[Garnache 2007]. La longueur d'onde du laser est fixée, au premier ordre, par la cavité externe qui permet une large accordabilité continue ( $\sim 840GHz$ )[Laurain 2009] en jouant sur la longueur de la cavité. Cela représente un grand avantage sur les VCSEL monolithiques où le milieu à gain et la cavité sont couplés. En effet, dans un VeCSEL, la longueur de la cavité et la position du maximum du gain peuvent être accordés indépendamment pour ajuster la position du même mode longitudinal par rapport au maximum de la courbe de gain, par exemple en combinant l'effet d'un élément piézoélectrique et celui de la température.

Ensuite, l'état de polarisation du VeCSEL est linéaire grâce au dichroïsme de gain et à la biréfringence naturellement présente dans la structure à semi-conducteur. De plus, et grâce à la cavité de haute finesse, cet état est très stable<sup>2</sup> avec une réjection forte de l'état de polarisation faible ( $\approx 80dB$ ).

La cavité externe permet l'insertion d'éléments intra-cavité pour introduire d'autres fonctionnalités comme la génération d'impulsions sub-picoseconde avec un absorbant saturable[Garnache 2002], ou encore le doublage en fréquence avec un cristal non-linéaire[Calvez 2009].

### 1.1.3 Conclusion

D'après cette discussion sur les différentes sources laser à base de semi-conducteur, le VeCSEL semble le mieux placé pour explorer de nouveaux types d'émissions cohérentes « non-conventionnelles » avec un haut niveau de performance.

Il bénéficie de tous les avantages des lasers solides traditionnels : qualité de faisceau et cohérence, puissance, cavité vide permettant l'introduction de fonctionnalités. Il bénéficie également des avantages des matériaux à semiconducteur, tels

1. La configuration de cavité utilisée n'est alors plus celle présentée dans le schéma (figure 1.4).

2. Un grand nombre de mode longitudinaux existent dans la courbe de gain. Étant donné que la séparation spectrale entre les deux modes de polarisation est une fraction de l'intervalle spectral libre, ces derniers sont toujours en compétition et s'il y a un décalage spectral des modes, le laser fera un saut de mode longitudinal tout en gardant la même polarisation.

que la souplesse en longueur d'onde, l'intégration et l'ingénierie permise par l'extraordinaire technologie disponible sur les matériaux à semiconducteur. En effet, nous montrerons dans la suite de ce document (cf. § II) que l'introduction de filtres de phase et/ou d'intensité permet de sélectionner efficacement un ou plusieurs modes transverses d'ordre supérieur tout en préservant la remarquable qualité spectrale et spatiale obtenues avec des VeCSELs plus conventionnels émettant sur le mode  $TEM_{00}$ . Nous montrerons également la génération de lumière laser dite « sans mode », où l'insertion d'un élément acousto-optique dans la cavité permet de générer une émission laser à la fois large bande et cohérente (cf. § III).

## 1.2 Les éléments constitutants du laser VeCSEL

Dans cette partie, nous allons présenter les différents éléments constituant un laser VeCSEL pompé optiquement. Nous discuterons des propriétés du milieu à gain, du miroir de Bragg et du système de pompage pour optimiser le fonctionnement laser. Ensuite, nous donnerons un rappel théorique sur les propriétés de la cavité optique et celles des modes gaussiens. Enfin, nous discuterons des performances d'un tel système laser une fois que tous ces éléments fonctionnent ensemble.

### 1.2.1 Le milieu à gain

Le premier laser à semi-conducteur est apparu juste deux ans après la démonstration du premier laser en 1960 [Hall 1962]. Un rayonnement cohérent a été obtenu avec une simple jonction PN de GaAs. Cependant, la densité élevée de courant nécessaire pour obtenir l'inversion de population limita le fonctionnement laser au régime pulsé et ce à la température de l'azote liquide.

Durant les années 70, le développement des techniques de croissance des structures semi-conductrices a permis l'introduction de puits quantiques dans la zone active [Tsang 1979]. Cette configuration a plusieurs avantages pour le fonctionnement du laser. D'abord les porteurs sont confinés dans le volume réduit des puits ( $L_{QW}$ ), ce qui abaisse la puissance de pompage pour atteindre le seuil laser. Ensuite, il suffit de jouer sur la composition des matériaux des puits et sur leur épaisseur pour accorder la longueur d'onde d'émission laser. L'utilisation de puits contraints permet un meilleur contrôle de la polarisation grâce à la séparation des bandes des trous lourds et celle de trous légers [Coldren 2011].

Il existe plusieurs systèmes de matériaux à semi-conducteur utilisables pour la fabrication des lasers. Il s'agit souvent d'alliages de matériaux semi-conducteur type III-V, II-VI ou IV-VI. Ces matériaux disposent d'un gap direct (condition nécessaire pour avoir des recombinaisons électron-trou radiatives), et sont en accord de maille (paramètres de maille très proches, figure 1.5). Cela permet, par exemple pour les VCSEL, de faire croître le miroir de Bragg de haute réflectivité ( $> 99\%$ ) et la zone active sur le même substrat tout en gardant une très haute qualité cristalline.



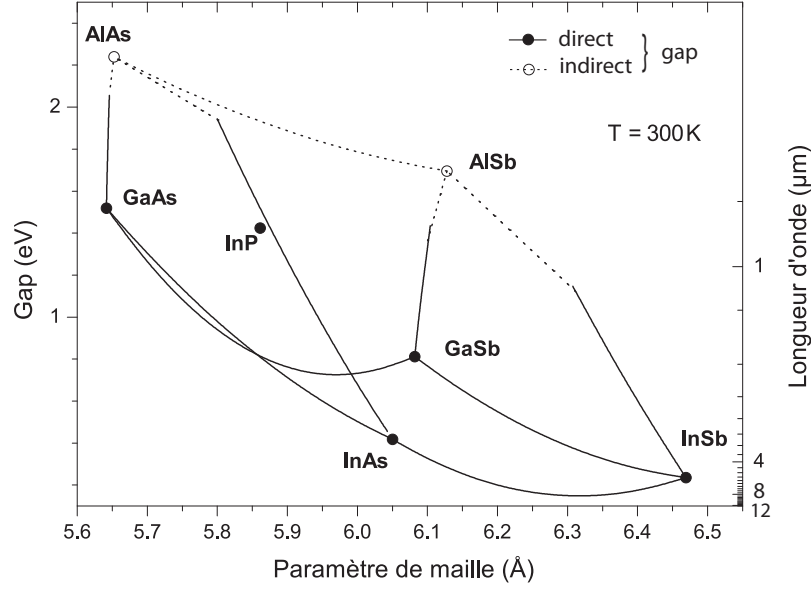


FIGURE 1.5 – Diagramme d'énergie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les matériaux III-V.

Dans ce document, on va s'intéresser aux VeCSELs à  $1\mu\text{m}$ . Les structures 1/2 VCSEL sont fabriquées avec le système de matériaux GaAs (GaAs/InGaAs pour les puits quantiques et AlAs/GaAs pour le miroir de Bragg).

### 1.2.1.1 Les puits quantiques

Un puits quantique est un puits de potentiel pour les électrons et les trous. Pour le réaliser, il suffit d'empiler un matériau de petit gap entre deux matériaux de plus grand gap appelés « *barrières* » (figure 1.6). Cela permet de confiner les porteurs dans une direction de l'espace (dans le plan des puits). Étant donné la dimension du puits qui est presque à l'échelle atomique ( $80\text{\AA}$ ), les états d'énergie permis pour les porteurs sont quantifiés. L'avantage direct de cette configuration est de diminuer le volume actif ce qui permet d'atteindre plus facilement une inversion de population, puis le seuil laser.

Ensuite, en jouant sur l'épaisseur du puits et sa composition, on peut ajuster les niveaux quantifiés pour faire varier la longueur d'onde d'émission laser. En effet, l'écart énergétique entre deux sous-bandes de même nombre quantique  $n$  peut être approximé<sup>1</sup> par [Zory 1993, p.34] :

$$E_c^n - E_v^n = E_g + \frac{1}{2m_r} \left( \frac{n\pi\hbar}{L_{QW}} \right)^2 \quad (1.1)$$

1. Valable dans l'approximation des bandes paraboliques.

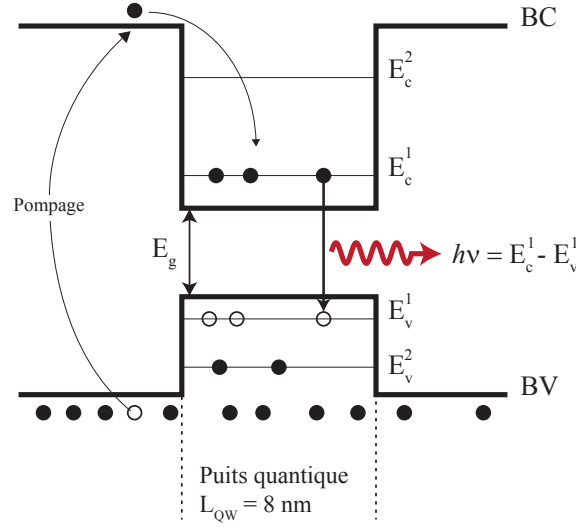


FIGURE 1.6 – Description schématique d'un puits quantique avec pompage optique dans les barrières. Les cercles noirs (blanc) représentent les états occupés par les électrons (trous).

où  $E_g$  est l'énergie de bande de gap interdite du matériaux utilisé,  $L_{QW}$  est l'épaisseur du puits,  $m_r$  est la masse effective réduite liée aux masses effectives des électrons de la bande de conduction (BC) et la masse effective des trous de la bande de valence (BV).

Cependant, lors de la conception d'un puits quantique, il faut veiller à ce que l'écart énergétique entre les sous-bandes soit supérieur à  $k_b T (= 26 meV \text{ à } T = 300 K)$  pour éviter un peuplement thermique des niveaux pour  $n > 1$ , afin de garantir une densité de transparence minimale. De plus, l'écart énergétique entre le continuum d'état dans la BC (BV) des barrières et la sous-bande  $n = 1$  (sous-bande des trous lourds) doit être suffisamment grand devant  $k_b T$ . Ainsi, les porteurs sont bien confinés dans le puits et les recombinaisons radiatives sont dominées par les transitions entre le niveau  $n = 1$  dans la BC et la bande des trous lourds.

### 1.2.1.2 Spectre et amplitude du gain

Lors de l'interaction de la lumière avec un puits quantique, il y aura absorption ou amplification en fonction de la probabilité d'occupation des porteurs dans la BV et la BC. Cela se traduit par la relation suivante [Coldren 2011] :

$$g(h\nu, N) = g_{max} [f_c(h\nu, N) - f_v(h\nu, N)] \quad (1.2)$$

où  $g_{max}$  est une propriété du matériau (en  $cm^{-1}$ ). Il est positif pour un gain et négatif pour une absorption.  $f_c$  et  $f_v$  sont les probabilités d'occupation des états

intervenant dans la transition. Elles sont données par :

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_1 - E_{F_c}}{K_b T}\right)} \quad \text{et} \quad f_v = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_2 - E_{F_v}}{K_b T}\right)} \quad (1.3)$$

où  $h\nu = E_1 - E_2$  est l'énergie de la transition considérée. La dépendance des fonctions de Fermi sur la densité des porteurs dans le puits est obtenue via les positions des pseudo-niveaux de Fermi  $E_{F_c}$  et  $E_{F_v}$  (figure 1.7). A l'équilibre thermodyna-

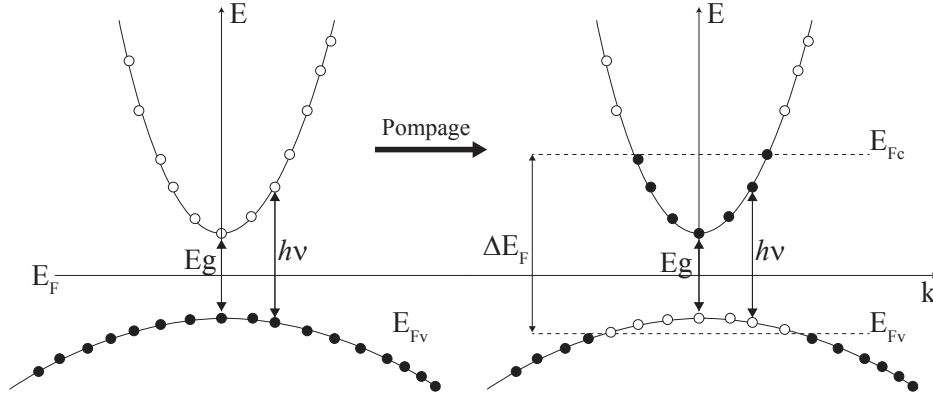


FIGURE 1.7 – Diagramme de structure de bande pour un semi-conducteur à gap direct ; gauche, à l'équilibre thermodynamique ; Droite : hors équilibre. Les cercles blancs (noirs) représentent les états possibles (occupés) des électrons.

mique, les pseudo-niveaux de Fermi  $E_{F_c}$  et  $E_{F_v}$  sont confondus au centre de la bande interdite. Le milieu à gain est absorbant (transparent) pour les photons avec une énergie  $h\nu > (<) E_g$ . En excitant les puits, le pseudo-niveau de Fermi des électrons (trous) monte (descend) vers la bande de conduction (valence). Ainsi, le terme de Fermi dans (1.2) devient positif pour des énergies de transition elles que [Bernard 1961] :

$$E_g < h\nu < \Delta E_F = E_{F_c} - E_{F_v} = \Delta E_F \quad (1.4)$$

Cette équation exprime donc la condition des énergies pour lesquelles le puits quantique peut fournir du gain. Le cas où  $E_g = \Delta E_F$  correspond à l'état « transparent » du milieu à gain. La densité de porteurs qui correspond à cette condition est appelée densité de transparence  $N_{tr}$ . Une fois que la densité de porteurs dépasse la valeur  $N_{tr}$ , un réservoir d'électrons (trous) est créé dans la bande de conduction (valence) constituant l'inversion de population (figure 1.7 droite). On note aussi que la séparation entre les pseudo-niveaux de Fermi augmente avec l'excitation du puits, ce qui se traduit par un élargissement spectral de la courbe de gain (figure 1.7).

### a) Spectre de gain

L'évolution du gain en fonction de la densité de porteurs, pour un puits quantique à base de GaAs, est représenté sur la figure (figure 1.8). L'allure en échelon

des spectres est caractéristique des transitions des sous-bandes dans le puits. On remarque qu'à faible excitation, proche de bande de gap (figure 1.8), le spectre du gain peut être approximé par une parabole centrée sur le maximum du gain. Le spectre peut s'écrire alors [Garnache 1999] :

$$G(\sigma, N) = g(N) \left[ 1 - \left( \frac{\sigma - \sigma_0}{\Delta\sigma(N)} \right)^2 \right] \quad (1.5)$$

où  $\sigma$  est le nombre d'onde (en  $cm^{-1}$ ),  $g(N)$  est l'amplitude du gain max (en fonction de l'excitation) et  $\Delta\sigma(N)$  est la largeur spectrale du gain. Par exemple, pour un puits de  $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ ,  $\Delta\sigma(N)$  est de l'ordre de  $100cm^{-1}$  (environ 300 THz).

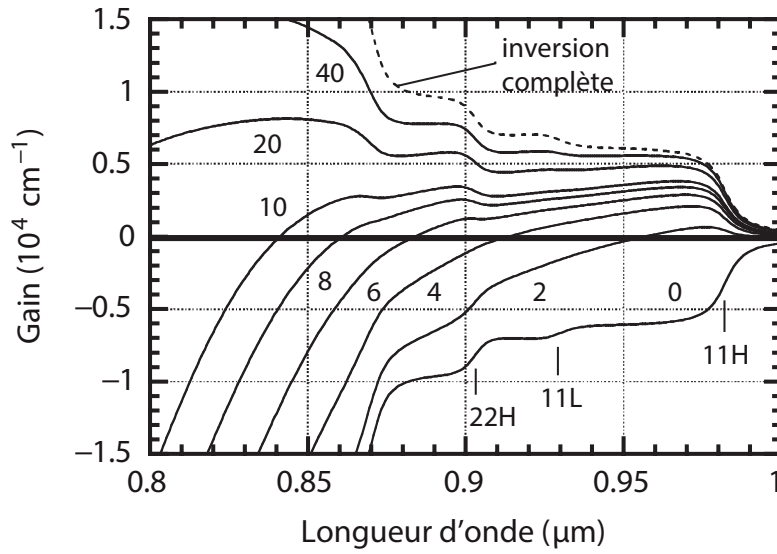


FIGURE 1.8 – Evolution du spectre de gain pour un puits quantique contraint  $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$  de  $8nm$ , d'après [Coldren 2011].

Par ailleurs, on note que le spectre du gain est influencé par la température et la densité d'excitation. En effet, la dépendance de l'énergie de bande de gap à la température cause un décalage de la courbe de gain vers les grandes longueurs d'onde avec l'augmentation de la température ( $\sim 0.3nmK^{-1}$ ). De plus, il existe une diminution de l'énergie de bande de gap sous l'effet de l'augmentation de densité de porteurs ( $\sim 22 - 32meV$  qui correspond à  $\sim 26 - 28nm$  de décalage à  $1\mu m$  vers les grandes longueurs d'onde)[Coldren 2011]. Ainsi, pour compenser cet effet, les puits quantiques sont conçus pour que le pic de luminescence à faible excitation soit  $\sim 26 - 28nm$  plus bas par rapport à la longueur d'onde d'émission laser.

### b) Expression phénoménologique du gain

L'évolution du maximum du gain fourni par un puits quantique peut être exprimée en fonction de la densité de porteurs d'une manière phénoménologique

[Coldren 2011] :

$$g(N) = g_0 \ln \left( \frac{N}{N_{tr}} \right) \quad (1.6)$$

où  $g_0$  est un paramètre d'ajustement,  $N$  et  $N_{tr}$  sont respectivement la densités de porteurs et la densité de porteurs à la transparence.  $g_0$  vaut typiquement  $2100 \text{ cm}^{-1}$  et  $N_{tr} \sim 1,4 \times 10^{12}$  pour un puits quantique InGaAs/GaAs [Coldren 2011]. Pour un VeCSEL, le milieu à gain contient plusieurs puits quantiques qui sont  $\ll \lambda_{laser}$  et qui ont une certaine distribution spatiale. Dans ce cas, on préfère utiliser la notion du gain modal fourni par le 1/2 VCSEL après un aller-retour dans la cavité. De plus, l'intensité optique de la pompe ( $I_p$ ) est le paramètre pertinent auquel on a accès expérimentalement. Étant donné que  $N \propto I_p$ , le gain modal du 1/2 VCSEL peut s'exprimer comme suit<sup>1</sup> :

$$G(I) = G_0 \ln \left( \frac{I}{I_{tr}} \right) \quad (1.7)$$

Dans ce cas,  $G_0$  est un gain modal qui peut s'écrire sous la forme suivante :

$$G_0 = 2\Gamma_{rpg}\Gamma_{\mu c}\Gamma_{xy}g_0N_{QW}L_{QW} \quad (1.8)$$

où le facteur 2 vient du fait que la lumière fait un aller-retour dans la structure 1/2 VCSEL.  $L_{QW}$  et  $N_{QW}$  sont respectivement l'épaisseur et le nombre de puits quantiques dans le 1/2 VCSEL.  $\Gamma_{rpg}$  est le facteur de recouvrement longitudinal entre les puits quantiques et le champ électromagnétique stationnaire dans la cavité, il vaut 1 pour une configuration RPG (Resonant Periodic Gain) dans laquelle tous les puits sont distribués sur les ventres du champ stationnaire.  $\Gamma_{\mu c}$  est le facteur de résonance de la microcavité créée par interface air/semi-conducteur dans le 1/2 VCSEL, il vaut 1 pour une structure avec un traitement antireflet.  $\Gamma_{xy}$  est le recouvrement transverse entre le mode laser et la distribution de porteurs liée au profil transverse de pompage.

Autour de la transparence, le gain modal peut s'approximer par une loi linéaire :

$$G(I_p) \simeq \left( \frac{dG}{dI_p} \right)_{I_{tr}} (I - I_{tr}) \quad (1.9)$$

le terme  $dG/dI_p$  est appelé gain différentiel. On préfère faire fonctionner le laser avec des densités d'excitation qui sont proches de la transparence là où le  $dG/dI_p$  est élevé (figure 1.9) : plus ce terme est élevé moins le seuil laser est sensible aux effets thermiques. Cela se traduit par une température caractéristique  $T_0$  élevée.  $T_0$  est défini par :

$$I_{th}^{T_2} = I_{th}^{T_1} \exp \left( \frac{T_2 - T_1}{T_0} \right) \quad (1.10)$$

où  $I_{th}^{T_2}$  et  $I_{th}^{T_1}$  est la densité de seuil laser à une température  $T_2$  et  $T_1$ . Si  $T_0$  est élevé, le seuil laser augmente peu avec la température.

---

1. Valable si on néglige la variation  $\tau_{niv}$  avec la densité des porteurs

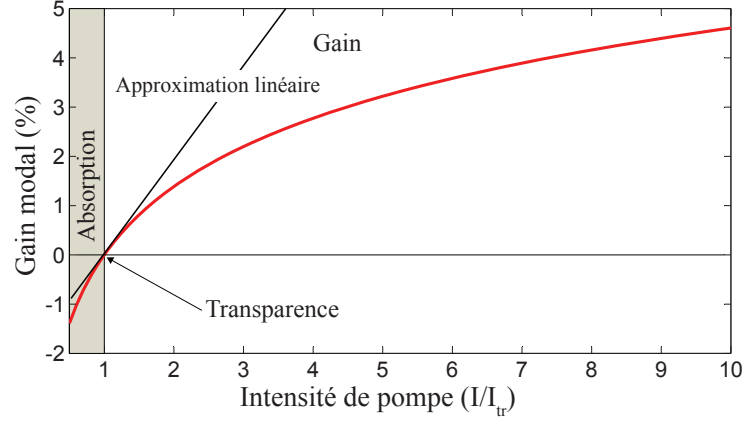


FIGURE 1.9 – Gain modal d’un 1/2 VCSEL contenant 6 puits quantiques  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$  de  $8\text{nm}$  à configuration RPG. Tous les facteurs géométriques de l’équation (1.8) valent 1.  $I_{tr} \simeq 1\text{kWcm}^{-2}$ . La simulation ne tient pas compte des effets thermiques.

On note aussi que le gain différentiel augmente avec le nombre de puits quantiques. Cependant, en augmentant le nombre de puits quantiques, la densité de transparence de la zone active augmente, cela nécessite plus de densité de pompe et engendre plus d’échauffement dans la zone active, ce qui réduit le gain optique<sup>1</sup>. Une autre limitation du nombre de puits quantiques dans la zone active est liée au désaccord de maille avec le substrat si la contrainte n’est par entièrement compensée.

### c) Le dichroïsme du gain

Une autre propriété des puits quantiques concerne la différence de gain optique en fonction de la polarisation du champ électrique incident. En effet, dans les semi-conducteurs de type « Zinc blende », les structures cristallines présentent une anisotropie qui engendre des masses effectives des porteurs différentes suivant les axes cristallins considérés[Schroeder 1995]. Ainsi, la densité d’état est anisotrope, ce qui conduit à un gain du matériau différent suivant la polarisation du champ. Dans le cas du VeCSEL, le dichroïsme de gain peut être mesuré en faisant varier les pertes internes<sup>2</sup>. La figure 1.10 présente une mesure de gain sur les deux axes pour une structure 1/2 VCSEL à base de GaAs émettant à  $1\mu\text{m}$ , obtenue par cette technique. On peut voir que le gain modal de la structure est environ 10% plus élevé suivant l’axe cristallin [110]. En effet, la polarisation de VeCSEL a tendance à s’aligner suivant les axes cristallins la structure. Ainsi, vu que le seuil laser est plus faible

1. En effet,  $I_p$  et  $N$  sont liés à travers la durée de vie des porteurs. Si la température du milieu à gain augmente, les effets Auger augmentent et participent au dépeuplement de l’inversion de population, ce qui réduit le gain disponible à densité de pompe constante.

2. Par exemple à l’aide d’une lame de vers de qualité laser insérée dans la cavité du VeCSEL. La mesure de seuil laser en fonction de l’orientation de la lame (variation des pertes) permet de déduire la valeur du gain, vu qu’au seuil laser le gain est égale aux pertes optique.

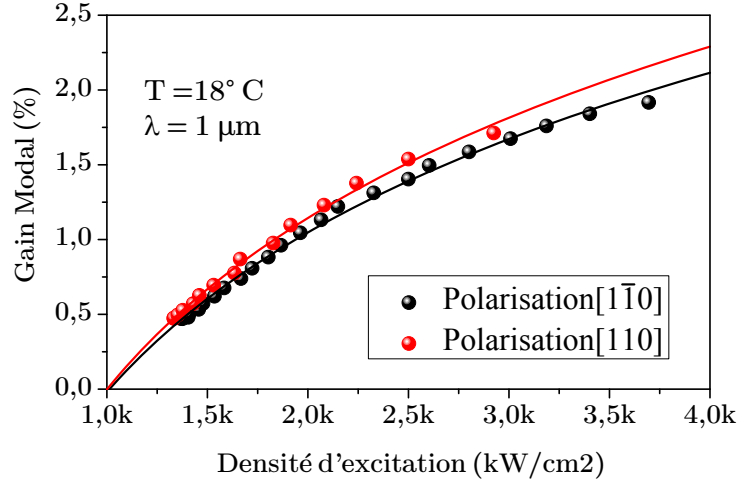


FIGURE 1.10 – Structure à  $1\mu m$ , avec 6 puits quantiques et un traitement antireflet. Les lignes continues sont un ajustement logarithmique  $g_0 \times \ln(I/I_{tr})$ . Le dichroïsme de gain observé entre les deux axes cristallins est  $\sim 10\%$ .

suivant l'axe  $[110]$  (gain plus élevé), la polarisation du laser est généralement linéaire suivant cet axe [Laurain 2010a].

### 1.2.1.3 Processus de recombinaison radiatifs/non-radiatifs

La génération d'une inversion de population est un élément primordial pour atteindre le fonctionnement laser. Cependant, les porteurs qui se trouvent dans cet état énergétique excité<sup>1</sup> peuvent se relaxer spontanément vers l'état fondamental avec un temps caractéristique  $\tau_{niv}$ . Ces recombinaisons peuvent être radiatives ou non et sont liées par la relation suivante :

$$\frac{1}{\tau_{niv}(N)} = \frac{1}{\tau_r(N)} + \frac{1}{\tau_{nr}(N)} \quad (1.11)$$

où  $\tau_r(N)$  et  $\tau_{nr}(N)$  sont la durée de vie radiative et non-radiative respectivement.

La durée de vie non-radiative caractérise deux types de recombinaisons : les recombinaisons dans les défauts et les recombinaisons Auger.  $\tau_{nr}$  est relié à la densité de porteurs  $N$  par :

$$\frac{1}{\tau_{nr}(N)} = A + C \left( \frac{N}{L_{QW}} \right)^2 \quad (1.12)$$

où  $A$  est le coefficient qui caractérise les recombinaisons non-radiatives dans les défauts cristallins ou les impuretés. Pour des structures de bonne qualité,  $A$  est de l'ordre de  $\sim 10^7 s^{-1}$ .

Le coefficient  $C$  représente la force de la recombinaison Auger, de l'ordre de  $\sim 3 \times 10^{-30} cm^6 s^{-1}$  à  $1\mu m$ , qui augmente avec la température et lorsque le gap du

1. Ici on parle de l'inversion de population dans le puits quantique.

semi-conducteur diminue (dix fois plus grand pour les puits quantiques émettant à  $2.3\mu m$ ) [Laurain 2010a].

La durée de vie radiative en régime d'émission spontanée est donnée par :

$$\frac{1}{\tau_r(N)} = B \left( \frac{N}{L_{QW}} \right) \quad (1.13)$$

où  $B$  est le coefficient de recombinaison radiative qui dépend de la densité des porteurs  $N$ .  $B$  est de l'ordre de  $\sim 3 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$  pour des puits quantiques émettant à  $1\mu m$  [Laurain 2010a]. Pour un puits de  $8nm$  et des densités d'excitation de l'ordre de  $10^{12} cm^{-2}$ ,  $\tau_r = 2.6ns$ . Les coefficients  $A$ ,  $B$  et  $C$  peuvent être déterminés expérimentalement en mesurant le rendement quantique interne défini par :

$$\eta_i = \frac{1/\tau_r(N)}{1/\tau_r(N) + 1/\tau_{nr}(N)} \quad (1.14)$$

où  $\eta_i$  représente la fraction de l'inversion de population qui donne des recombinaisons radiatives. Il est important que le rendement quantique soit le plus proche possible de l'unité lorsque on atteint la transparence du milieu actif. Cela signifie que les transitions radiatives sont dominantes et qu'un fonctionnement laser est possible.

La figure (figure 1.11) représente une mesure expérimentale de rendement quantique interne pour une zone active contenant 6 puits quantiques émettant à  $1\mu m$ . On remarque que le rendement quantique augmente avec la densité de pompe jusqu'à sa valeur maximale de 0.8 pour une densité légèrement supérieure à la densité de transparence ( $\sim 1kWcm^{-2}$  pour cette zone active). On note qu'une fois la transition laser atteinte, le rendement quantique vaut  $\simeq 1$  à cause de l'émission stimulée.

#### 1.2.1.4 Influence de milieu à gain sur le spectre du laser

Dans un laser, l'émission spontanée est un processus incontournable qui fixe une largeur minimale de la raie laser. Cette largeur minimale est donnée par la formule de Schawlow-Townes modifiée par Henry [Schawlow 1958, Henry 1983] :

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{\pi h\nu (\Delta\nu_c)^2}{P_{out}} \xi (1 + \alpha_h^2) \quad (1.15)$$

où  $h\nu$  est l'énergie de photon,  $\Delta\nu_c$  est la largeur spectrale de la cavité froide,  $P_{out}$  est la puissance optique du laser,  $\xi$  est le facteur de l'émission spontanée et  $\alpha_h$  est le facteur de l'élargissement de Henry. L'équation (1.15) traduit le fait que la limite fondamentale de la largeur de raie est principalement fixée par la cavité. Le milieu à gain intervient pour élargir cette largeur de raie via  $\xi$  et  $\alpha_h$ .



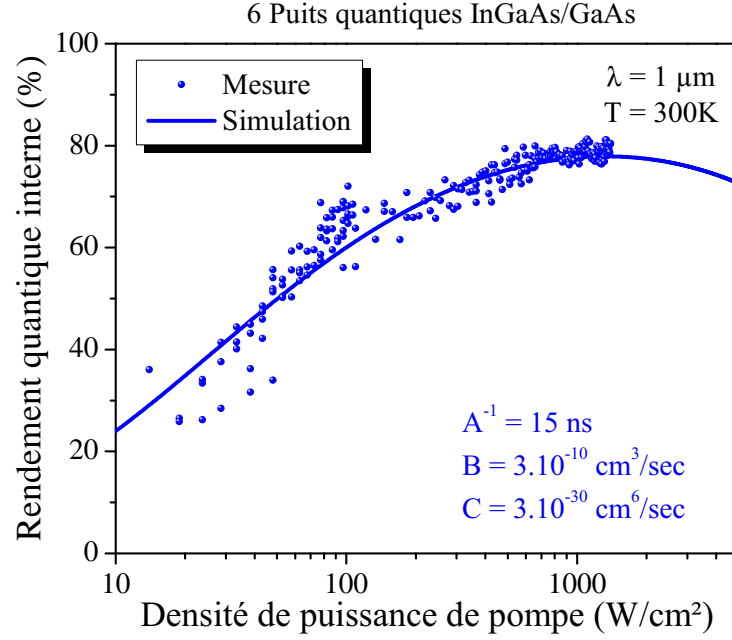


FIGURE 1.11 – Mesure et simulation du rendement quantique interne en fonction de densité d’excitation de la zone active (d’après [Laurain 2010a]).

#### a) Le facteur d’émission spontanée

$\xi$  est le rapport entre le taux d’émission spontanée  $R_{sp}$  et le taux d’émission stimulée  $R_{st}$ . Pour un semi-conducteur,  $\xi$  dépend du niveau d’excitation de la zone active. Il s’exprime par [Coldren 2011] :

$$\xi = \frac{R_{sp}}{R_{st}} = \frac{1}{1 - \exp((h\nu - \Delta E_F)/k_b T)} \quad (1.16)$$

A la transparence,  $\xi \rightarrow \infty$  vu que les recombinaisons radiatives ne sont que spontanées en moyenne. Pour  $N \gg N_{tr}$   $\xi \rightarrow 1$ . Pour un VeCSEL,  $\xi \sim 1.4$ . pour une densité d’excitation de l’ordre de  $\sim 1.4 \times N_{tr}$ . Les phénomènes de guidage de l’émission spontanée dans la zone active amplifient la contribution de l’émission spontanée, ce qui conduit à des valeurs de  $\xi$  plus importantes.

#### b) Le facteur de Henry

Ce facteur a été introduit par Henry pour expliquer le fait que les largeurs de raie des laser à semi-conducteur soient plus grande que celle prédites par la formule de Schawlow-Townes [Schawlow 1958, Henry 1983]. Henry a montré que la variation de la partie imaginaire de l’indice optique (gain) en fonction de la densité des porteurs engendre une variation de l’indice optique. Ainsi, le bruit d’intensité laser se couple

au bruit de phase et engendre un élargissement de la raie laser.  $\alpha_h$  s'écrit :

$$\alpha_h = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn_{sc}/dN}{dg/dN} \quad (1.17)$$

$\alpha_h$  vaut couramment quelques unités pour les lasers à semi-conducteur à base de puits quantiques [Stoohs 2001].

### 1.2.2 Miroir de haute réflectivité

Un miroir de Bragg est composé d'une répétition périodique d'une paire de couches dont l'indice de réfraction est différent. L'épaisseur optique de chaque couche est  $\lambda/4$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde de travail dans le vide. Ce type de structure permet la réalisation de miroirs de haute réflectivité ( $>99.9\%$ ) sur une gamme spectrale donnée appelé « stop-band ». Pour le VeCSEL, le miroir de Bragg est réalisé à base de matériaux à semi-conducteur et épitaxié sur le même substrat que la zone active, pour former une seule et unique puce à semiconducteur.

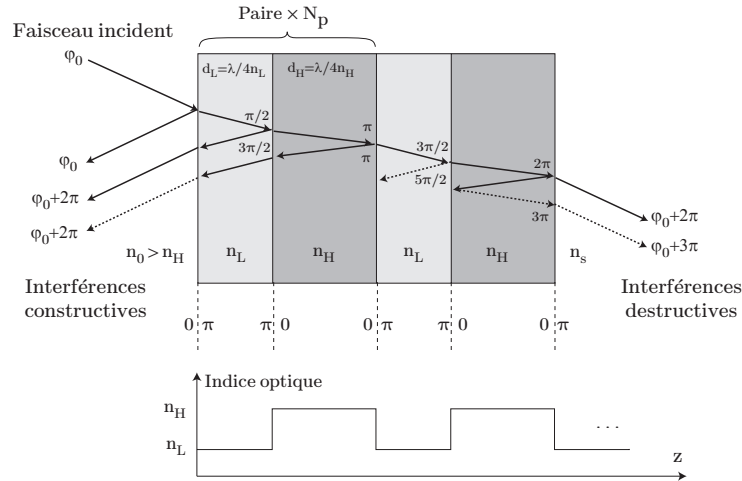


FIGURE 1.12 – Schéma de principe d'un miroir de Bragg dans le cas où  $n_0 > n_L$ . Le faisceau incident est montré en angle par souci de clarté.

Le pouvoir réflecteur d'un miroir de Bragg est lié au contraste d'indice optique ( $\Delta n = n_H - n_L$ ) des couches utilisées et au nombre de paires de couche ( $N_p$ ). À incidence normale, la réflectivité maximale est donnée par :

$$R_{max} = \left( \frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left( \frac{n_L}{n_H} \right)^{2N_p}}{1 + \frac{n_L}{n_0} \left( \frac{n_L}{n_H} \right)^{2N_p}} \right)^2 \quad (1.18)$$

où les différents indices optiques sont représentés sur la figure 1.12.

On note que pour augmenter  $R_{max}$ , il faut soit utiliser des matériaux tels que  $\Delta n$  est élevé, soit augmenter  $N_p$ . Dans le cas du VeCSEL, la première solution est

limitée par le choix des matériaux qui doivent être en accord de maille. Pour la deuxième solution, il faut noter que l'évacuation de la chaleur de la zone active se fait à travers le miroir de Bragg<sup>1</sup>, il faut donc à l'inverse utiliser un minimum de nombre de paires pour minimiser l'impédance thermique du Bragg.

D'autres propriétés importantes du miroir de Bragg sont la largeur de la stop-band et les pertes par absorption. Elles sont données par :

$$\Delta\lambda = \frac{4\lambda}{\pi} \arcsin\left(\frac{\Delta n}{n_H + n_L}\right) \quad (1.19)$$

et

$$Loss = 2\alpha_b \times L_{pen} = 2\alpha_b \times \frac{\lambda}{4\Delta n} \quad (1.20)$$

où  $L_{pen}$  est la longueur de pénétration de l'onde optique dans le Bragg.

Pour les VeCSELs émettant à  $1\mu m$ , les miroirs de Bragg sont fabriqués en AlAs/GaAs :  $\Delta n = 0,56$ , pour  $N_p = 27$ ,  $R_{max} = 99,88\%$ ,  $\Delta\lambda \simeq 110nm$  et  $Loss < 0,02\%$ .

### 1.2.3 Structures 1/2 VCSEL à multiples puits quantiques

Le gain fourni par un seul puits quantique n'est généralement pas suffisant pour atteindre le seuil laser (de l'ordre de  $\sim 0.2\%$  pour un puits en InGaAs/GaAs de  $L_{QW} = 8nm$  [Coldren 2011]). Pour les VeCSELs, on utilise souvent des structures à multiple puits quantiques dans une configuration à gain périodique résonant[Raja 1988]. Chaque puits quantique (ou groupe de puits quantiques) est disposé sur un ventre de l'onde stationnaire dans la cavité pour maximiser l'interaction du champ avec les puits (figure 1.13).

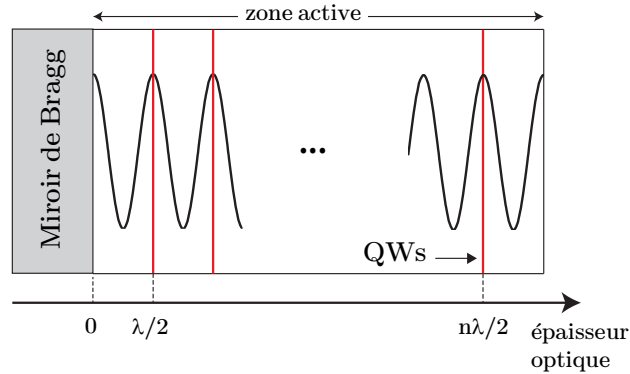


FIGURE 1.13 – Illustration schématique d'une structure à gain périodique résonant.

Le choix des différents paramètres de la zone active de la structure 1/2 VCSEL (longueur, position et nombre de puits) doit être en concordance avec le système

1. Il existe d'autres solutions technologiques pour améliorer les performances thermiques des miroirs de Bragg. Cet aspect n'est pas abordé ici mais il est traité dans la thèse d'Alexandre Laurain[Laurain 2010a].

laser envisagé (par exemple type de pompage) et va influencer directement les performances du laser (seuil, accordabilité ...).

Dans le cas du pompage optique, la longueur de la zone active doit être suffisamment grande pour pouvoir absorber efficacement le faisceau de pompe. Ainsi, pour une structure avec des barrières en GaAs, une longueur de  $7\lambda/2$  est nécessaire pour absorber plus de 85% de la puissance incidente de pompe en un seul passage. De plus, vu le profil exponentiel de l'absorption de la pompe (dans la direction normale par rapport aux puits), la densité des porteurs photogénérés n'est pas constante le long de la zone active, et il est donc nécessaire de placer les puits de sorte que leur excitation soit uniforme (figure 1.14). Une méthode consiste à faire varier le nombre de puits par ventre mais cela reste limité à (1-2-3 puits par ventre)<sup>1</sup>, faute de quoi, les effets de filtrage spectral par le gain liés au recouvrement spatial des puits avec l'onde stationnaire deviennent importants.

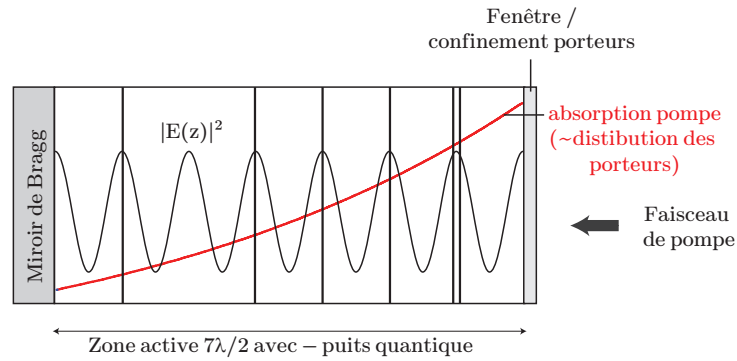


FIGURE 1.14 – Exemple de distribution des puits quantiques dans la zone active. Ici 6 puits quantiques sont distribués sur les ventres de champ dans une zone active de  $7\lambda/2$ . En toute rigueur la distribution des porteurs est légèrement différente du profil d'absorption de la pompe à cause de la diffusion des électrons.

### 1.2.3.1 Optimisation du nombre de puits quantiques pour une structure 1/2 VCSEL

On a vu précédemment qu'il est nécessaire d'utiliser plusieurs puits quantiques dans la zone active afin de compenser les pertes. Cependant, l'augmentation du nombre de puits augmente aussi la densité d'excitation nécessaire pour atteindre la transparence puis le seuil laser. Ceci augmente la contribution des effets Auger à cause de l'échauffement supplémentaire de la zone active, qui limite à son tour le gain des puits. Il faut donc trouver le juste nombre nécessaire de puits pour atteindre le seuil laser tout en minimisant la densité d'excitation nécessaire.

1. Il faut aussi garder une distance minimale entre les puits pour éviter les effets de couplage électronique entre puits, pour les puits à  $1\mu\text{m}$  de  $8\text{nm}$  de largeur, la distance minimale est de l'ordre de  $\sim 20\text{nm}$ .

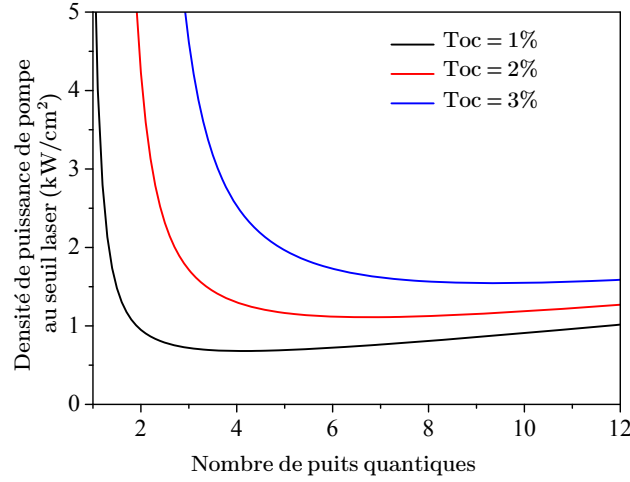


FIGURE 1.15 – Densité de puissance de pompe au seuil laser en fonction du nombre de puits quantiques (InGaAs/GaAs).

La figure 1.15 présente l'évolution de la densité de puissance au seuil laser avec le nombre de puits quantiques pour différentes valeurs de pertes utiles, calcul réalisé en utilisant des paramètres typiques d'une structure à base de GaAs, tels que ceux regroupés dans le tableau 1.1.

Cette simulation montre qu'il est nécessaire d'utiliser ou moins 5–6 puits quantiques pour compenser des pertes de l'ordre de 2% tout en gardant une densité de puissance au seuil modérée (entre 1 – 2  $kW/cm^{-2}$ ).

### 1.2.3.2 Gain modal d'une structure à multiple puits quantiques

L'onde optique qui se propage dans une structure 1/2 VCSEL n'est amplifiée qu'au niveau des puits quantiques de très faible épaisseur par rapport au volume des modes de la cavité. De plus, la répartition spatiale des puits implique que leur interaction avec le champ dépend explicitement de l'intensité du champ local sur les puits ( $\lambda \gg L_{QW}$ ). Ainsi, il est plus convenable de parler d'un gain modal vu par l'onde après un aller retour dans le 1/2 VCSEL. Le gain modal fait intervenir explicitement le champ électrique, l'indice du matériau et le gain d'un puits quantique ; il est donné par [Coldren 2011] :

$$g_{mod} = \frac{\int_{vol. \text{ actif}} g(r, \theta, z) n(r, \theta, z) \left| \tilde{u}^+(r, \theta, z) + \tilde{u}^-(r, \theta, z) \right|^2 dV}{\int_{vol. \text{ mode}} n(r, \theta, z) \left( \left| \tilde{u}^+(r, \theta, z) \right|^2 + \left| \tilde{u}^-(r, \theta, z) \right|^2 \right) dV} \quad (1.21)$$

où  $\tilde{u}^+(r, \theta, z)$  et  $\tilde{u}^-(r, \theta, z)$  sont les ondes co-prorogative et contra-prorogative dans la zone active suivant l'axe  $+z$ . Étant donné la réflectivité élevée du miroir de Bragg,

Paramètre	Description d'un VECSEL à 1 $\mu\text{m}$	Valeur	Unité
$g_0$	Gain matériau	2000	$\text{cm}^{-1}$
$N_{tr}$	Densité de porteurs à la transparence	$8,4 \times 10^{11}$	$\text{cm}^{-2}$
$L_{QW}$	Largeur d'un puits quantique	8	$\text{nm}$
$N_c$	Densité d'états de la bande de conduction	$7,7 \times 10^{11}$	$\text{cm}^{-2}$
$A$	Coefficient de recombinaison monomoléculaire	$6,10^7$	$\text{s}^{-1}$
$B$	Coefficient de recombinaison bimoléculaire	$2,10^{-10}$	$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
$C$	Coefficient Auger	$3,10^{-30}$	$\text{cm}^6 \text{s}^{-1}$
$\lambda_p$	Longueur d'onde de pompe	780	$\text{nm}$
$A_b$	Coefficient d'absorption de pompe	85	%
$T_r$	Transmission pompe-échantillon	100	%
$\Gamma_{\mu c}$	Facteur de résonance de microcavité	1	—
$Loss_{\mu c}$	Pertes dans la microcavité	0,5	%
$R_{HR}$	Pouvoir réflecteur du miroir de Bragg	99,9	%

TABLE 1.1 – Paramètres d'un puits quantique InGaAs/GaAs à 300 K émettant à  $\lambda=1 \mu\text{m}$  et paramètres laser d'un OP-VeCSEL utilisés pour le calcul du gain et du seuil laser[Coldren 2011].

on peut considérer que ces deux ondes ont la même amplitude. Le champ électrique  $\mathcal{E}$  s'écrit sous la forme suivante :

$$\mathcal{E}(r, \theta, z) = \tilde{u}^+(r, \theta, z) + \tilde{u}^-(r, \theta, z) = E(r, \theta, z) \sqrt{2} \cos(\beta z) \quad (1.22)$$

où  $E(r, \theta, z)$  est le profil de champ transverse et  $\beta = 2\pi n_{sc}/\lambda$  est la constante de propagation suivant l'axe  $+z$ . De plus, si on suppose que la taille de mode varie peu dans la zone active ( $z_r \gg L_{\mu c}$ ), on peut séparer l'équation (1.21) en contributions transverses et longitudinales sous la forme <sup>1</sup> :

$$g_{mod} = \frac{n_{sc} g \iint_{xy} T(x, y) |E(x, y)|^2 dx dy \int_{QW} |E_{int}|^2 2 \cos^2(\beta z) dz}{|E_{ext}|^2 L_c \iint_{xy} |E(x, y)|^2 dx dy} \quad (1.23)$$

où nous avons fait apparaître explicitement la différence entre l'amplitude du champ à l'intérieur et à l'extérieur de la zone active.  $T(x, y)$  est le profil transverse de gain normalisé tel que  $g(r, \theta) = gT(r, \theta)$  avec  $g$  le gain linéique d'un puits quantique. L'intégration de (1.23) suivant l'axe transverse donne le facteur de confinement

1. En  $m^{-1}$

transverse  $\Gamma_{r,\theta}^g$  :

$$\Gamma_{r,\theta}^g = \frac{\int_A T(r, \theta) |E(r, \theta)|^2 dA}{\int_A |E(r, \theta)|^2 dA} \quad (1.24)$$

En pompage optique, ce facteur est accessible via l'ajustement de la taille de pompe par rapport celle des modes de la cavité. Pour une émission laser sur le mode fondamental  $TEM_{00}$ , et en utilisant une pompe gaussienne monomode, le seuil et le rendement laser sont optimaux pour  $w_p = w_0$  avec une valeur de  $\Gamma_{r,\theta}^g = 0.5$ . Pour un fonctionnement laser sur des modes d'ordre supérieurs, les techniques de conditionnement de la pompe ont pour but de maximiser le facteur de confinement transverse pour le mode souhaité [Kim 2013].

D'autre part, l'intégration de l'équation (1.23) suivant l'axe  $z$  donne le facteur de confinement longitudinal  $\Gamma_z$  :

$$\begin{aligned} \Gamma_z &= \Gamma_{\mu c} \times \frac{1}{L_c} \int_{QW} 2 \cos(\beta z) dz \\ &= \Gamma_{\mu c} \times \frac{1}{L_c} \sum_{i=1}^{N_{QW}} \int_{z_i - L_{QW}/2}^{z_i + L_{QW}/2} 2 \cos(\beta z) dz \end{aligned} \quad (1.25)$$

avec  $\Gamma_{\mu c} = n_{sc} |E_{int}|^2 / |E_{ext}|^2$  est le facteur de résonance de la micro cavité. Finalement,  $\Gamma_z$  s'écrit :

$$\Gamma_z = \Gamma_{\mu c} \times N_{QW} \frac{L_{QW}}{L_c} \left( 1 + \frac{\sin(\beta L_{QW})}{\beta L_{QW}} \right) \simeq 2 \Gamma_{\mu c} N_{QW} \frac{L_{QW}}{L_c} \quad (1.26)$$

Le facteur  $\Gamma_{\mu c}$  est dû au fait que la zone active est entourée par le miroir de Bragg HR et par l'interface air/semi-conducteur ( $R \sim 30\%$ ) constituant un étalon Fabry-Pérot de faible finesse. Il traduit l'amplification de l'intensité de champ entre l'intérieur et l'extérieur de la zone active. Ainsi, tout effet lié à l'interaction du champ avec le milieu à gain via l'intensité sera amplifié (taux d'émission stimulée, taux de pertes intra-cavité, lentille thermique ...). Sa dépendance à la longueur d'onde peut induire des effets de filtrage spectral ou de dispersion de phase des ondes qui circulent dans la zone active. On verra par la suite que cet effet dépend de la configuration de micro cavité (résonante, anti-résonante, dépôt d'une couche anti-reflet).

Finalement, le gain linéique peut s'exprimer sous la forme :

$$g_{mod} = \Gamma_{r,\theta}^g \Gamma_z g(N) \quad (1.27)$$

d'où on déduit le gain modal vu par l'onde optique après un aller-retour par intégration<sup>1</sup> de  $g_{mod}$  suivant  $z$  :

$$G_{mod} = 4 \Gamma_{\mu c} \Gamma_{r,\theta}^g L_{QW} N_{QW} g(N) \quad (1.28)$$

---

1. Dans ce manuscrit, on suppose que le gain (pertes) dans les structures VeCSEL est assez petit pour que  $e^g \simeq 1 + g$  soit valable ( $g < 0.2$ ). Dans ce cas, le gain  $g$  (pertes) par passage est souvent exprimé en % sans se soucier que le gain (pertes) se fait d'une manière exponentielle.

### 1.2.3.3 Design de la microcavité : Le facteur $\Gamma_{\mu c}$

Dans une structure 1/2 VCSEL, la zone active est entourée par le miroir de Bragg HR et une interface air-semiconducteur de faible réflectivité. Cela donne lieu à des effets de cavité Fabry-Pérot « parasite » qui fixent la valeur et la dépendance spectrale du facteur de résonance  $\Gamma_{\mu c}$  modifiant directement l'évolution du gain modal de la structure (1.28). Dans le cadre de ce travail, nous allons nous intéresser à deux types de configurations en vue de réaliser un filtrage spatial des modes : la configuration résonante particulièrement adaptée au développement des filtres métalliques, et la configuration anti-résonante particulièrement adaptée au développement des filtres perturbatifs à base de méta-matériaux.

#### a) Structure 1/2 VCSEL résonante

Dans la configuration d'une microcavité résonante, la longueur de la zone active est un multiple entier de  $\lambda/2$  (figure 1.16.a). Le déphasage de l'onde optique après un aller retour dans la zone active est  $0[2\pi]$ , ce qui donne lieu à des interférences constructives augmentant ainsi l'intensité du champ dans la zone active (figure 1.16.a). A la longueur d'onde de travail, l'intensité du champ est maximale dans le plan des puits quantiques et vaut environ 4. Par contre, lorsqu'on s'éloigne de cette longueur d'onde, l'effet de la résonance diminue ce qui diminue l'intensité du champ interne. Cela induit un effet de filtrage spectral par le gain. Cet effet est l'image de la dépendance spectrale du facteur de résonance de la micro-cavité  $\Gamma_{\mu c}$  comme illustré dans la figure 1.16.b.

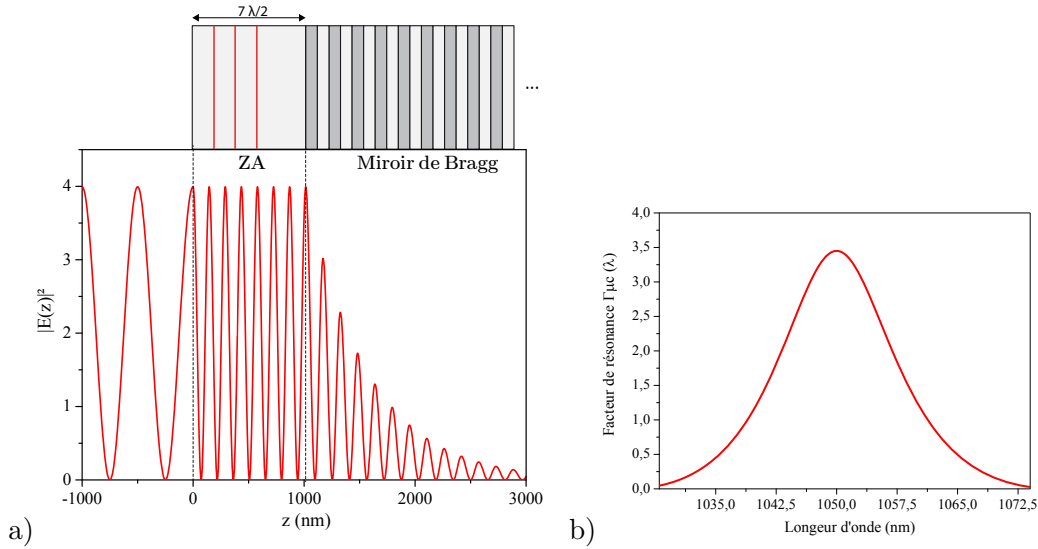


FIGURE 1.16 – a) Distribution de l'intensité du champ dans une structure résonante à  $\lambda = 1.05\mu m$ . b) Facteur de résonance  $\Gamma_{\mu c}$  en fonction de la longueur d'onde.

La configuration résonante est particulièrement intéressante pour intégrer des filtres métalliques pour les modes transverses. Premièrement, pour le même nombre



de puits quantiques, le gain modal d'une structure 1/2 VeCSEL est augmenté d'une valeur égale à  $\Gamma_{\mu c}$  (§1.2.3.2). Cela permet donc de compenser par exemple des pertes involontaires sur le mode choisi tout en gardant un seuil laser bas. Deuxièmement, l'intensité du champ électrique est maximale sur la surface de la structure 1/2 VCSEL (figure 1.16.a). Le dépôt d'un filtre métallique sur ce plan maximise donc les pertes optiques pour les modes non-désirés. En effet, et comme pour le gain modal, les pertes optiques engendrées par des structures sub- $\lambda$  (filtre métallique) dépendent de leur position par rapport au profil spatial de l'onde stationnaire et sont maximales si elles coïncident avec les ventres du champ stationnaire.

Néanmoins, dans la configuration résonante, le laser a tendance à fonctionner sur la position spectrale du maximum du facteur  $\Gamma_{\mu c}$ , et il est donc nécessaire de faire coïncider la résonance de la micro-cavité avec l'émission des puits quantiques (maximum de la courbe de gain en fonctionnement laser). Cela nécessite une bonne maîtrise des matériaux (composition des puits et épaisseur des couches épitaxiées) ainsi qu'une anticipation des effets thermiques qui peuvent décaler la courbe de gain et la résonance de la microcavité<sup>1</sup>. De plus, le filtrage spectral engendré par la microcavité peut augmenter la sensibilité à la température de ce type de structure ( $T_0 \searrow$ ) [Troppe 2006]. On note aussi que le fait d'avoir un ventre du champ sur la surface de la structure augmente sa sensibilité à la qualité de surface (pertes causées par impuretés ou rugosité de la surface).

### b) Structure 1/2 VCSEL anti-résonante

Dans la configuration anti-résonante, la longueur de la zone active est un multiple impair de  $\lambda/4$  (figure 1.17.a). Dans cette configuration, le champ est minimal à la surface de la structure 1/2 VCSEL, ce qui minimise l'interaction du champ avec tout élément présent sur la surface. C'est ce type de structure qui sera utilisé pour développer les filtres perturbatifs en méta-matériau (cf. § 1.3.2).

On note que dans la configuration anti-résonante, le champ sur les puits quantiques est réduit (environ 34% de sa valeur à l'extérieur de la zone active, figure 1.17-a), et il est donc nécessaire d'incorporer plus de puits dans la zone active pour compenser cet effet au détriment d'un seuil laser plus élevé<sup>2</sup>.

## 1.2.4 Le système de pompage optique

Le premier VeCSEL pompé optiquement a été démontré par Kuznetsov *et al.* en 1997 [Kuznetsov 1997]. Ce schéma de pompage consiste à exciter la zone active directement avec un faisceau de pompe incident sur le 1/2 VCSEL. La pompe est alors absorbée dans les barrières, puis les porteurs excités sont captés dans les puits quantiques (figure 1.18).

1. typiquement pour une structure 1/2 VCSEL en GaAs, le décalage spectral de l'émission des puits quantiques est de l'ordre de  $\sim 0.3\text{nm/K}$  alors que la résonance de la cavité se décale de  $\sim 0.7\text{nm/K}$  [Laurain 2010a].

2. En termes de densité de pompe nécessaire pour atteindre le seuil

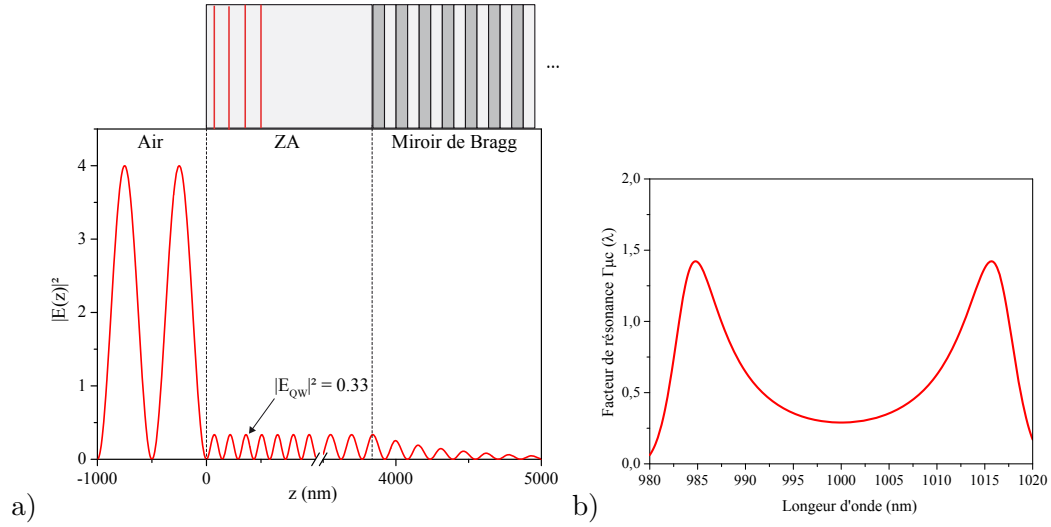


FIGURE 1.17 – a) Distribution de l'intensité de champs dans une structure résonante à  $\lambda = 1.05\mu m$ . b) Facteur de résonance  $\Gamma_{\mu c}$  en fonction de la longueur d'onde.

Cette configuration présente plusieurs avantages car elle permet d'exciter uniformément des zones relativement larges (sur des diamètres allant jusqu'à  $500\mu m$ ) pour atteindre une émission laser pouvant dépasser le Watt. De plus, l'absorption des barrières est relativement large spectralement et efficace ( $> 80\%$  pour un seul passage dans la zone active), ce qui permet l'utilisation des diodes de pompe à bas coût développées pour les lasers solides. D'un point de vue technologique, les puces 1/2 VCSEL pompées optiquement sont plus simples à développer que les puces destinées au pompage électrique. Ces dernières nécessitent en effet des étapes technologiques complexes pour l'isolation électrique et la réalisation des contacts métalliques.

La figure 1.18-b illustre une structure 1/2 VCSEL sous pompage optique. Pour que le pompage soit efficace, il faut s'assurer que les porteurs générés dans les barrières sont captés dans les puits quantiques. D'abord, les recombinaisons très rapides en surface sont évitées grâce à l'ajout d'une couche de confinement d'un côté et du miroir de Bragg de l'autre. Ensuite, le temps de captage dans les puits est très rapide devant le temps de vie dans les barrières ( $\tau_{cap} \sim$  dizaine de  $ps \ll \tau_b \sim ns$ ).

Finalement, l'intensité de pompe et la densité de porteurs à l'état excité sont liés par :

$$I_{inc} = \frac{N}{\tau_{niv}} \frac{hc}{\lambda_p} \frac{1}{AT} \times N_{QW} \quad (1.29)$$

où  $A$  est l'absorption de la pompe dans les barrières, et  $T$  la transmission du faisceau de pompe à travers interface air/semi-conducteur.

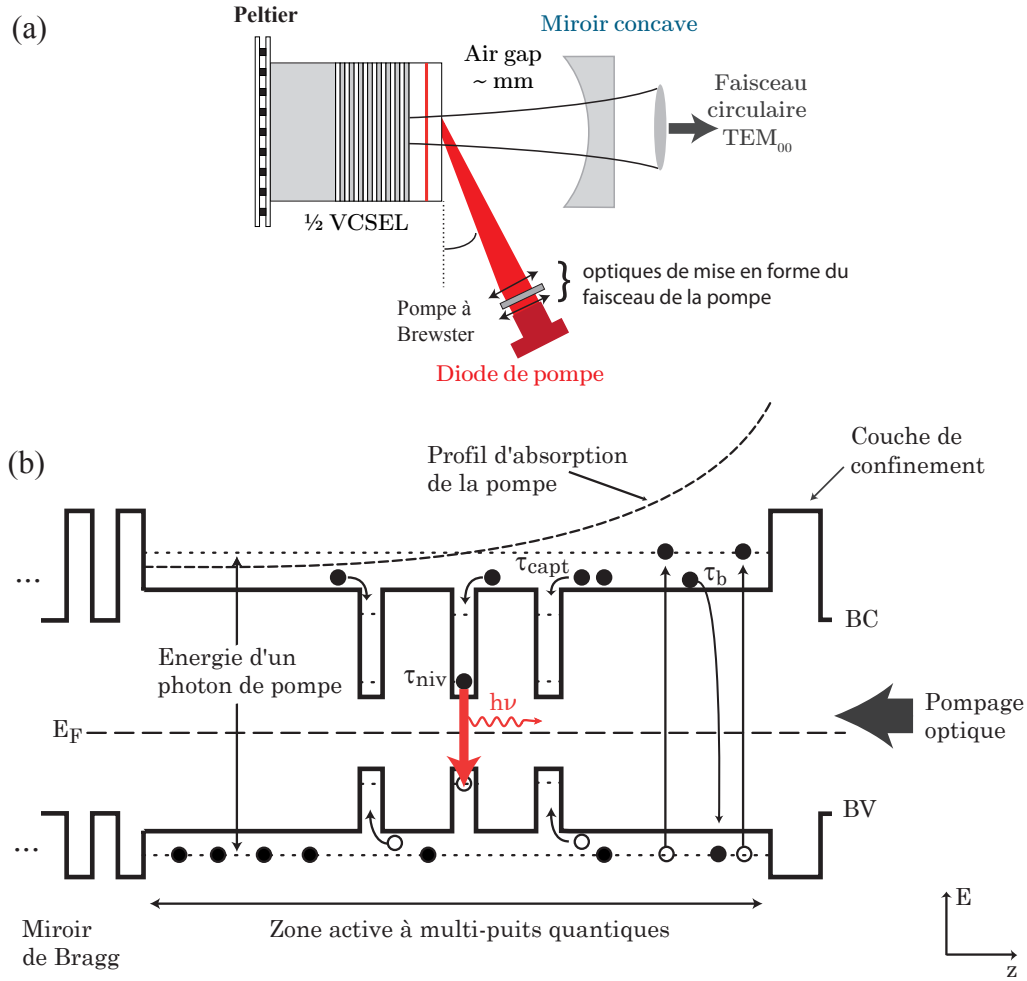


FIGURE 1.18 – a) Schéma de principe du pompage optique. b) Description schématique des différents processus intervenant dans une structure  $\frac{1}{2}$  VCSEL sous pompage optique. Les cercles noirs (blanc) représentent les états occupés par les électrons (trous).

### 1.3 La cavité optique

Dans un laser, les photons générés par le milieu à gain sont couplés aux états possibles de la lumière définis par la cavité optique. Ainsi, les caractéristiques du laser telles que la distribution spatiale de l'intensité, le spectre optique et l'état de polarisation sont étroitement liés aux propriétés de sa cavité. Dans le cas du VeCSEL, la cavité optique externe offre des possibilités de contrôle sur les propriétés du faisceau laser grâce à la possibilité d'insérer des éléments intracavité tels que des filtres spectraux, spatiaux ou en polarisation.

### 1.3.1 Propriétés spectrales d'une cavité froide

Lorsque la lumière est injectée dans une cavité optique, elle subit des aller-retours qui donnent naissance à des interférences constructives et destructives. Pour que la lumière injectée entre en résonance avec la cavité et soit transmise, il faut que le déphasage accumulé après un aller-retour puisse satisfaire la condition  $2kL_c = q\pi$  où  $q$  est un nombre entier.  $k$  est le vecteur d'onde dans le milieu qui remplit la cavité et  $L_c$  est la longueur de la cavité. Ainsi, les fréquences de résonance d'une cavité (ou la réponse spectrale de la cavité) sont périodiques et discrètes. Leur période spectrale, appelée « intervalle spectral libre » est donnée par :

$$ISL = \frac{c}{2nL_c} \quad (1.30)$$

où  $n$  est l'indice optique de la cavité. En pratique, une cavité optique est ouverte, c'est à dire que les pertes dues à la transmission des miroirs et/ou les pertes par absorption ne sont pas nuls. Cela engendre un élargissement des pics de résonance, dont l'expression en largeur à mi-hauteur (FWHM<sup>1</sup>) est donnée par :

$$\Delta\nu_c \simeq \frac{ISL}{\mathcal{F}} \quad (1.31)$$

où  $\mathcal{F}$  est la finesse de la cavité. Pour de faibles pertes par aller-retour ( $Loss = 1 - R < 10\%$ ),  $\mathcal{F}$  est donnée par [E.Siegman 1986] :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \quad (1.32)$$

On peut aussi définir une durée de vie du photon pour une cavité froide par :

$$\tau_{ph} = \frac{1}{\pi\Delta\nu_c} \simeq \frac{\mathcal{F}}{\pi ISL} \quad (1.33)$$

qui est une grandeur très pertinente pour l'étude de la dynamique spectro-temporelle d'un laser et ses propriétés en terme de bruit. On note que plus la durée de vie du photon augmente, plus la largeur de raie de la cavité froide s'affine, ce qui diminue la limite fondamentale de la largeur de raie (1.15).

### 1.3.2 Généralités sur l'optique gaussienne

Les faisceaux gaussiens représentent un outil théorique très convenable pour décrire la propagation du rayonnement laser en espace libre. De plus, les faisceaux gaussiens sont aussi utilisés pour décrire les modes d'une cavité optique stable avec des miroirs sphériques[E.Siegman 1986].

Il existe plusieurs « familles » de modes gaussiens avec une forme mathématique différente. Notamment les modes d'Hermite-Gauss pour des géométries quelconques ou les modes de Laguerre-Gauss pour des géométries à symétrie de révolution.

---

1. Full Width at Half Maximum : Largeur à mi hauteur

Chaque famille est plus ou moins convenable pour décrire la propagation de la lumière dans une géométrie donnée. Dans ce paragraphe, on va s'intéresser aux propriétés du mode gaussien fondamental,  $TEM_{00}$ , sur lequel la majorité des lasers fonctionnent <sup>1</sup>.

La distribution transverse de l'intensité optique d'un faisceau gaussien  $TEM_{00}$  peut s'exprimer par [E.Siegman 1986] :

$$I(x, y) = \frac{2P}{\pi w^2} \exp \left( -2 \times \frac{x^2 + y^2}{w^2} \right) \quad (1.34)$$

où  $w$  est la taille du faisceau, dans un plan perpendiculaire à la propagation, mesurée à  $1/e^2$  du maximum de l'intensité (figure 1.19), et  $P$  est la puissance totale du faisceau.

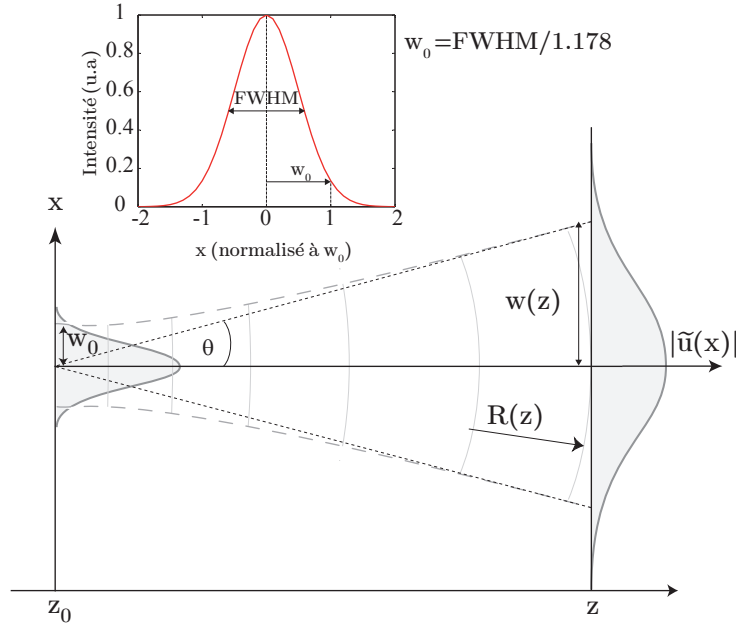


FIGURE 1.19 – Représentation schématique du faisceau gaussien fondamental  $TEM_{00}$

Si on considère que le faisceau se propage dans la direction  $+z$  à partir d'un plan  $z = 0$  où sa taille est minimale, le profil de champ normalisé  $\tilde{u}(x, y, z)$  est donné par <sup>2</sup> :

$$\begin{aligned} \tilde{u}(x, y, z) &= \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\tilde{q}_0}{w_0 \tilde{q}(z)} \exp \left[ -jkz - jk \frac{x^2 + y^2}{2\tilde{q}(z)} \right] \\ &= \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\exp[-jkz + j\varphi(z)]}{w(z)} \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} - jk \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} \right] \end{aligned} \quad (1.35)$$

1. Le mode  $TEM_{00}$  est le même pour toutes ces familles de modes, d'où le nom « gaussien ».

2. Tel que la puissance totale  $P = \iint |\tilde{u}|^2 dA$ , où  $A$  est l'aire du faisceau.

où  $w_0$  est le waist de faisceau,  $\tilde{q}(z)$  est le rayon de courbure complexe qui dépend de la taille de mode  $w(z)$  et le rayon du courbure du front d'onde  $R(z)$  par la relation :

$$\frac{1}{\tilde{q}(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (1.36)$$

Dans l'espace libre,  $\tilde{q}(z)$  suit la loi de propagation :

$$\tilde{q}(z) = \tilde{q}_0 + z \quad (1.37)$$

où  $\tilde{q}_0$  est la valeur initiale donnée par :

$$\tilde{q}_0 = j \frac{\pi w_0^2}{\lambda} z_R \quad (1.38)$$

où  $z_R$  est la longueur de Rayleigh. C'est la distance pour laquelle l'aire du mode est doublée<sup>1</sup>. La connaissance de  $w_0$  et  $z_R$  permet le calcul de tous les paramètres importants d'un faisceau gaussien selon n'importe quel plan le long de sa propagation. Ainsi,

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (1.39)$$

et

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}. \quad (1.40)$$

$\varphi(z)$ , nommée phase de Gouy, est un déphasage supplémentaire que le faisceau accumule pendant sa propagation, il est donné par :

$$\varphi(z) = \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_R} \right) \quad (1.41)$$

Un autre paramètre important d'un faisceau gaussien est sa divergence  $\theta$  en champ lointain. C'est un angle constant donné par :

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (1.42)$$

Néanmoins, les faisceaux laser réels présentent une divergence plus grande que celle d'un faisceau idéal, tel que :

$$\theta_{laser} = M^2 \times \frac{\lambda}{\pi w_0} \text{ où } M^2 > 1 \quad (1.43)$$

$M^2$  est nommé le facteur de propagation, il caractérise la qualité spatiale d'un faisceau laser. Plus  $M^2$  est proche de l'unité plus le faisceau est dit proche de la limite de diffraction.

Dans la configuration la plus simple du VeCSEL, le faisceau se propage en espace libre dans une cavité de type plan concave avec une symétrie de révolution. Dans ce cas, les modes de Laguerre-Gauss sont plus adéquates pour exprimer les modes d'un VeCSEL.

---

1. Dans le cas où le faisceaux est circulaire.

### 1.3.3 Stabilité d'une cavité optique en espace libre

Une cavité optique est dite stable si un mode optique peut être maintenu à l'intérieur, c'est-à-dire fait des aller-retours dans la cavité sans que sa distribution spatiale ne se détériore. Ainsi, les modes gaussiens peuvent être piégés dans des cavités avec des miroirs sphériques.

Étant donné que le paramètre  $\tilde{q}(z)$  contient toutes les informations d'un faisceau gaussien, trouver les modes stables d'une cavité avec des miroirs sphériques revient à trouver les  $\tilde{q}(z)$  qui ne changent pas de valeur après un aller-retour dans la cavité (figure 1.20). Cette condition est donnée par [E.Siegman 1986] :

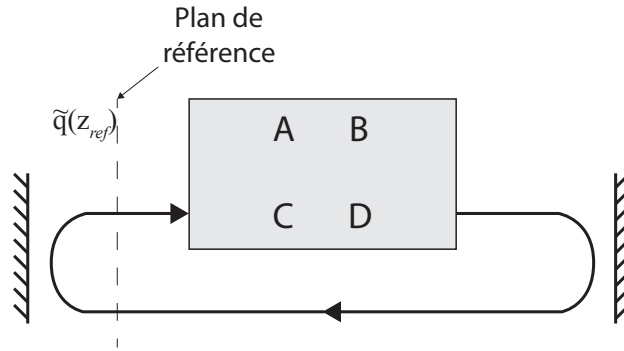


FIGURE 1.20 – Illustration du modèle de calcul de la stabilité d'une cavité optique. La cavité est stable si  $\tilde{q}(z)$  n'est pas changé après un aller-retour dans la cavité.

$$\tilde{q}(z_{ref}) = \frac{A\tilde{q}(z_{ref}) + B}{C\tilde{q}(z_{ref}) + D} \quad (1.44)$$

où  $z_{ref}$  est un plan de référence dans la cavité. La propagation le long du trajet aller-retour dans la cavité est modélisé par une matrice ABCD<sup>1</sup>.

Dans le cas du VeCSEL, le milieu à gain occupe un volume très réduit dans la cavité. On peut considérer que la lumière se propage pratiquement comme en espace libre. Le modèle présenté sur la figure 1.20 peut donc être utilisé pour calculer les zones de stabilité sur laquelle le laser peut fonctionner. Ainsi on peut estimer la taille du mode sur la zone active, en fonction des paramètres de la cavité, et l'ajuster pour optimiser le fonctionnement laser.

## 1.4 VeCSEL pour une émission conventionnelle TEM<sub>00</sub>

Le VeCSEL mono-fréquence est souvent conçu pour émettre la lumière sur le mode fondamental TEM<sub>00</sub>. Son rayonnement qui tend vers un état unique de la lumière lui confère des propriétés remarquables en terme de cohérence spatiale et

1. à ne pas confondre avec les coefficients de recombinaisons A,B,C.

temporelle. Dans cette partie, on va montrer comment le VeCSEL arrive à fonctionner sur un état quasi cohérent grâce aux propriétés de ses différentes briques technologiques : la cavité externe, le milieu à gain et le système de pompage. Mais tout d'abord, nous allons présenter quelques notions basiques pour quantifier la qualité d'une source laser, c'est à dire sa cohérence.

### 1.4.1 La cohérence d'une source optique

Une source laser subit toujours des fluctuations d'intensité et/ou de phase. Ces fluctuations aléatoires peuvent être d'origine fondamentale comme l'émission spontanée, ou d'origine technique comme les fluctuations de la puissance de pompe ou les vibrations mécaniques de la cavité optique. Ainsi, les propriétés du laser (intensité et phase) sont définies en termes de leur valeur moyenne et la corrélation qui existe entre les différents points de l'espace et du temps. La cohérence du laser fait référence à ces relations.

#### a) La cohérence temporelle

Dans la pratique, un rayonnement laser présente toujours une largeur spectrale finie ( $\Delta\nu$ ). Il peut être perçu comme la superposition de plusieurs ondes monochromatiques avec une certaine relation de phase (qui n'est pas forcément déterministe). Ainsi, la lumière émise forme des trains d'ondes qui s'étalent sur un temps  $T \sim 2 \times \tau_{coh}$  ou  $\tau_{coh}$  est le temps de cohérence de laser. Dans un laser monofréquence, le temps de cohérence est inversement proportionnel à sa largeur de raie. Souvent, on définit aussi une longueur de cohérence  $L_{coh} = c\tau_{coh}$  qui correspond à la distance sur laquelle le laser garde sa cohérence.

#### b) La cohérence spatiale

La cohérence spatiale d'un faisceau est liée aux variations transverses de l'intensité et de la phase du champ optique. Dans le cas du laser, le champ optique oscille sur un mode propre de la cavité laser. Le profil transverse de l'amplitude et de la phase est donc bien défini. On peut s'attendre à ce qu'il existe une forte corrélation entre les oscillations du champ entre deux points pris sur un plan transverse, ce qui revient à dire que le faisceau a une cohérence spatiale élevée.

En revanche, un laser multimode transverse ne pourra pas être complètement cohérent spatialement, car il est peu probable que ses modes aient une relation de phase entre eux bien déterminée. Dans la pratique, un faisceau laser qui présente une cohérence spatiale élevée, a une faible divergence et peut être focalisé sur des tailles de l'ordre de la longueur d'onde.

#### c) la cohérence de la polarisation



La cohérence de polarisation fait référence à la bonne définition de la polarisation de lumière. Dans le cas de la polarisation linéaire, cette cohérence est liée à la distribution (aléatoire) de vecteur de champ optique autour d'un axe moyen appelé « axe de polarisation » de l'onde laser.

Si on considère qu'un faisceau laser est le flux d'un grand nombre de photons, la polarisation linéaire est le résultat d'une population de photons équilibrée entre ceux qui ont une polarisation circulaire gauche et ceux qui ont une polarisation circulaire droite. Les fluctuations de chacune de ces populations de photons autour de leur valeur moyenne engendre donc des fluctuations de la polarisation linéaire.

#### 1.4.2 Fonctionnement mono-mode transverse TEM<sub>00</sub>

Le fonctionnement monomode transverse est très important pour réaliser une source laser de haute cohérence. En effet, la cohérence spatiale est trop dégradée si le laser oscille sur plusieurs modes transverses. De plus, chaque mode transverse oscille sur une fréquence de résonance différente. Par conséquent, le spectre du laser est multi-fréquence et la cohérence temporelle est donc aussi dégradée.

Dans le cas du VeCSEL, une méthode pour sélectionner le mode TEM<sub>00</sub> repose sur l'exploitation de la différence de gain modal entre celui-ci et les modes transverses d'ordre supérieurs. Étant donné que le mode TEM<sub>00</sub> a un volume bien plus faible que les modes d'ordre supérieur, il suffit d'ajuster son recouvrement avec le profil de gain. Ceci, en optimisant son seuil et sa puissance tout en gardant un seuil laser beaucoup plus élevé pour les modes d'ordre supérieur.

Une autre méthode consiste à utiliser un résonateur intrinsèquement monomode transverse. Comme par exemple la cavité type plan-plan, dans laquelle le mode est stabilisé par une lentille thermique finie transversalement [Laurain 2009], ou encore l'utilisation d'un miroir externe à base de cristaux photoniques avec un profil de phase adapté uniquement pour le mode TEM<sub>00</sub> [Seghilani 2014].

#### 1.4.3 Fonctionnement mono-mode longitudinal

Le fonctionnement mono fréquence longitudinal du VeCSEL repose sur l'exploitation du caractère homogène du gain et de sa dynamique spectro-temporelle associés à une cavité de haute finesse.

Dans un laser à gain homogène, l'affinement spectral du laser se fait grâce à la courbure de son gain et les compétitions entre les modes longitudinaux. Dans le cas du VeCSEL, il a été montré qu'après le démarrage de laser, son spectre s'affine dans le temps, et devient mono-fréquence après un certain temps caractéristique  $t_c$  donné par [Garnache 2007] :

$$t_c = \ln(2) \frac{\Delta\nu_{gain}^2}{\gamma_{ph} \times ISL^2} \quad (1.45)$$

où  $\Delta\nu_{gain}$  est la largeur spectrale de gain et  $\gamma_{ph}$  le taux de pertes totale de la cavité. Ainsi, pour garantir un fonctionnement mono-fréquence en régime stationnaire, il faut que  $t_c$  soit inférieur au temps caractéristique des perturbations qui

peuvent modifier la compétition intermodale (mécanique, thermique, feedback, interaction non-linéaire entre les modes longitudinaux...). Ainsi, un fonctionnement mono-fréquence peut être atteint naturellement par l'utilisation des cavités à faibles pertes (quelques %) de longueur  $< 15\text{mm}$  [Laurain 2010b, Garnache 2007]. L'utilisation d'un étalon intra-cavité réduit encore  $t_c$  et renforce le régime mono-fréquence (figure 1.21). Cela est nécessaire pour des cavités  $> 15\text{mm}$  ou à très fort pompage lorsque les effets non-linéaires deviennent forts [Laurain 2014].

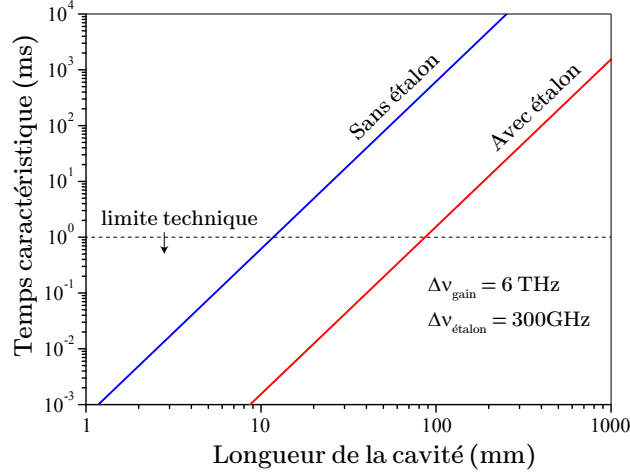


FIGURE 1.21 – Évolution des temps caractéristiques de l'établissement du régime mono-fréquence en fonction de la longueur de cavité pour un VeCSEL à gain homogène idéal. Calcul fait pour des pertes totales de 1.2%, une largeur de gain homogène de  $\Delta\nu_{\text{gain}} = 6\text{ THz}$  et un filtre étalon de  $\Delta\nu_{\text{étalon}} = 300\text{ GHz}$ .

La pureté du fonctionnement mono-fréquence est souvent caractérisée par le taux de suppression des modes latéraux (SMSR pour Side Mode Suppression Ratio). Il s'agit du rapport entre la puissance contenue dans le mode laser principal et la puissance contenue dans le mode latéral le plus fort. La limite fondamentale est fixée par le taux d'émission spontanée, pour un laser à gain homogène, elle est donnée par [Garnache 2007] :

$$\text{SMSR}_q \simeq 10 \log \left[ \frac{P_{\text{out}} \lambda}{hc \times \gamma_{\text{ph}} \times \xi} \times \left( \frac{q \text{ ISL}}{\Delta\nu_{\text{gain}}} \right)^2 \right] \quad (1.46)$$

Cette expression montre que la limite fondamentale du SMSR varie avec  $P_{\text{out}} \times (\Delta\nu_{\text{gain}}^2 L_c)^{-1}$ . La figure 1.22 montre l'évolution du SMSR en fonction de la longueur de la cavité pour le mode adjacent ( $q=1$ ) d'un VeCSEL.

Même sans filtre intra-cavité, les VeCSELs émettant à  $1\mu\text{m}$  affichent souvent un  $\text{SMSR} > 45\text{dB}$  pour des puissances laser allant de quelques dizaines de mW jusqu'au W ; de plus, ils s'approchent généralement de la limite quantique donnée dans l'expression (1.46) [Garnache 2007, Seghilani 2014, Laurain 2009].

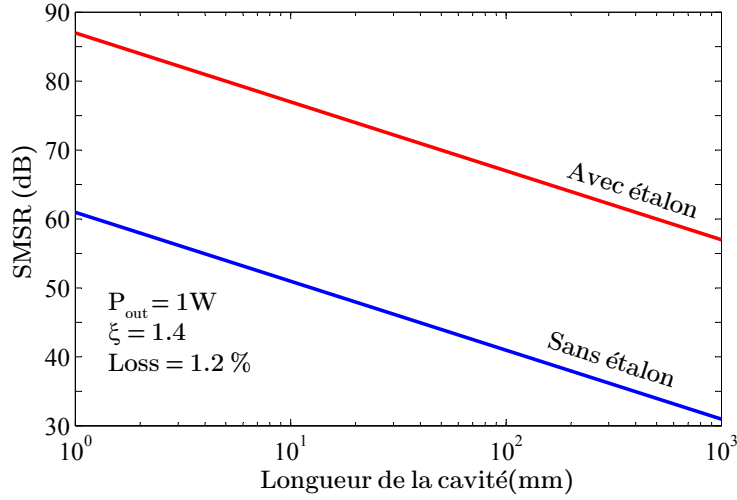


FIGURE 1.22 – Evolution du SMSR en fonction de la longueur de la cavité pour un VeCSEL avec et sans filtre intra-cavité.

#### 1.4.4 Fonctionnement sur un mode de polarisation unique

Les VeCSEL affiche souvent un état de polarisation linéaire très marqué [Laurain 2010a]. Cela est directement lié au dichroïsme du gain associé à la cavité de haute finesse. En effet, le gain d'un puits quantique est légèrement supérieur suivant l'axe cristallin  $[110]$  (environ 10% plus grand par rapport à l'axe  $[\bar{1}\bar{1}0]$ ). Ainsi, la polarisation du VeCSEL a tendance à suivre l'axe  $[110]$ .

Un autre aspect qui intervient dans la sélection de la polarisation dans un laser est la biréfringence. Il s'agit de la différence de l'indice optique dans la cavité suivant les deux axes de la polarisation linéaire. Cela engendre une levée de dégénérescence des modes de polarisation. Le laser peut donc osciller sur deux modes de polarisation ou afficher une polarisation instable.

Pour le VeCSEL à cavité externe, les effets de la biréfringence sur la stabilité de la polarisation sont pratiquement résolus par l'utilisation de la cavité longue. En effet, la différence de fréquence entre les deux états de polarisation peut s'exprimer :

$$\delta\nu = \frac{L_{\mu c} \delta n}{n_{sc} L_{\mu c} + L_{air}} \nu \quad (1.47)$$

où  $L_{\mu c}$  est la longueur de pénétration de l'onde optique dans le semi-conducteur<sup>1</sup>. Pour un VeCSEL émettant à  $1\mu m$ ,  $\delta\nu$  est de l'ordre de quelques dizaines à une centaine de MHz pour une cavité de quelques mm. Cela reste très faible, et en cas de décalage des modes longitudinaux par rapport au maximum de la courbe de gain (par exemple, sous l'effet de la température), le laser saute de mode longitudinal au lieu de changer de mode de polarisation grâce au dichroïsme de gain, car celui-ci produit des écarts de gain modal bien plus grand que ne peut le faire la courbure

1. L'effet de la biréfringence est lié à une certaine distance  $L_{\mu c}$  à partir de la surface de semi-conducteur. A distinguer de la longueur de la zone active.

spectrale du gain (figure 1.23). Ainsi, l'effet de la compétition entre les modes par le gain suffit à sélectionner un unique état de polarisation

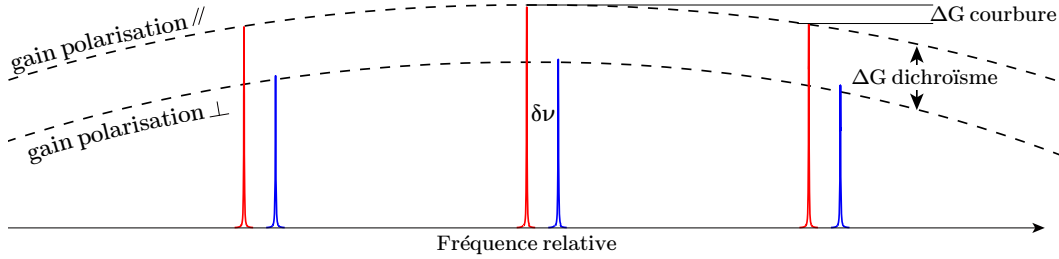


FIGURE 1.23 – Comparaison du gain modal dû au dichroïsme et de celui dû à l'écart des modes longitudinaux. L'écart de fréquence entre les peignes des deux polarisations représente donc un écart de gain immense, tellement grand qu'en cas de décalage du maximum du gain (sous l'effet de la température par exemple), le VeCSEL n'a aucune possibilité de changer d'état de polarisation et va plutôt sauter sur un mode longitudinal dans le même état de polarisation.

La bonne définition de l'état de polarisation linéaire est caractérisée par un taux de réjection de la polarisation orthogonal (PER pour Polarization Extinction ratio). Il s'agit du rapport entre la puissance contenue dans le mode de polarisation le plus fort et la puissance contenue dans le mode de polarisation le plus faible. Dans le cas du VeCSEL, comme on va le voir dans la partie §2.3.1.6, le PER est de l'ordre de 70-80dB limité par l'émission spontanée.



# Propriétés de cohérence du VeCSEL émettant sur le mode $\text{TEM}_{00}$

---

## 2.1 Cohérence Spatiale d'un VeCSEL : Bruit de phase et mesure de front d'onde

### 2.1.1 Cohérence Spatiale des Lasers

La cohérence spatiale d'un faisceau laser est la mesure de la relation qui existe entre deux points de l'espace dans le champ optique. Elle caractérise la capacité de ces points du faisceau de produire des franges d'interférence visibles dans un montage interférentiel tel que les fentes de Young. Si on considère un faisceau laser oscillant sur un seul mode propre d'une cavité stable, il est très raisonnable de s'attendre à une corrélation importante entre les différents points de l'espace de l'onde lumineuse. Dans ce cas, la divergence de ce faisceau est minimale et dépend principalement de sa taille en champ proche, et l'on dit alors qu'il est à la limite de diffraction.

Cependant, dans un système laser réel, le faisceau laser subit des perturbations (aberrations) et des déformations de la phase issues de différentes sources, comme par exemple la distribution irrégulière de l'indice optique dans le milieu à cause des effets thermiques (provenant du pompage), la présence d'éléments optiques (lentille, diaphragme...) ou des filtres de mode spatiaux (masque de mode transverse). Dans ce cas, l'évolution de la phase du faisceau accumule une contribution supplémentaire non corrélée avec sa phase idéale (autrement dit il s'agit d'un *bruit de phase spatial*), sa cohérence n'est donc que partielle et sa divergence n'est plus à la limite de diffraction (figure 2.1). C'est aussi le cas pour une source lumineuse composée de plusieurs émetteurs non corrélés comme par exemple les lasers multimodes transverse. La question qui se pose maintenant est comment la cohérence spatiale d'un faisceau peut se quantifier en pratique ?

### 2.1.2 Quantification de la cohérence / qualité spatiale d'un faisceau

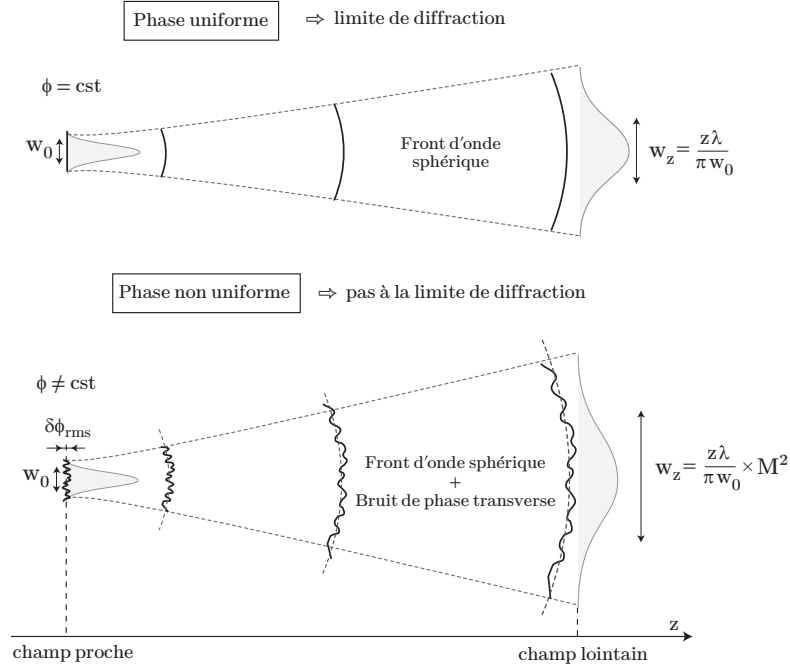


FIGURE 2.1 – Illustration schématique de la propagation d'un faisceau gaussien dans le cas idéal et dans le cas où la phase comporte des aberrations.

Les trois méthodes les plus souvent rencontrées pour mesurer la qualité spatiale des faisceaux laser sont :

#### Le facteur de propagation $M^2$ :

La divergence d'un faisceau laser (qui est liée à sa "qualité spatiale") est souvent exprimée en terme de la relation entre la taille du faisceau en champ proche et sa taille en champ lointain. Dans ce contexte, et vu qu'un faisceau qui est à la limite de diffraction présente un minimum de divergence, une première quantification de la qualité spatiale d'un faisceau réel peut être donnée par la mesure de l'écart entre sa divergence propre en comparaison de celle d'un faisceau idéal. Dans le cas général, la qualité du faisceau est estimée grâce au produit du rayon constaté en champ proche par celui mesuré en champ lointain. Théoriquement, un faisceau laser devrait vérifier la relation[Siegman 1998] :

$$W(z_0) \times W(z) = M^2 \times c_0 \times z\lambda \quad (2.1)$$

où  $W(z_0)$  est la taille minimale du faisceau et  $W(z)$  est sa taille après une distance  $z - z_0$  de propagation.  $c_0$  est une constante de propagation liée à la distribution transverse initiale du faisceau, elle vaut  $1/\pi$  pour les faisceaux gaussien. Le  $M^2$  est appelé facteur de propagation, il permet de tenir compte de combien la divergence de faisceau est augmentée par rapport à un faisceau à la limite de diffraction. Dans le cas où le laser oscille sur un mode Laguerre-

gauss idéal,  $LG_{pm}$ ,  $M^2$  est donné par [Siegman 1990] :

$$M_{pm}^2 = 2p + m + 1 \quad (2.2)$$

ainsi, pour un faisceau gaussien  $TEM_{00}$  idéal,  $M^2 = 1$ . Pour un faisceau laser gaussien réel, plus  $M^2$  est proche de 1 plus le faisceau se rapproche de la limite de diffraction.

#### Les mesures interférométriques :

Ce type de mesure repose sur des montages interférométriques tel que les fentes de Young ou l'interféromètre de Michelson. Le degré de cohérence entre deux points du faisceau est exprimé en mesurant la visibilité des franges d'interférences. De plus, les méthodes interférométriques peuvent aussi révéler la structure de phase de l'onde comme la présence des singularités de phase. Cependant, ce type de mesure ne donne pas d'information directe sur la divergence de faisceau.

#### Mesure de front d'onde :

Dans ce type de mesure, la structure de la phase du faisceau est mesurée directement à l'aide d'un capteur de mesure du front d'onde. L'avantage de ce type de mesure est qu'il permet la connaissance de l'état de phase et l'amplitude du faisceau en chaque point de l'espace, ce qui permet de définir complètement la propagation faisceau et permet de prédire son évolution dans l'espace.

Les capteurs les plus répandus sont basés sur la méthode de Shack-Hartmann, qui utilise une matrice de micro-lentilles pour échantillonner le front d'onde. Les positions des points de focalisation de chaque portion de faisceau interceptée par une des lentilles dépend de la déformation locale du front de phase du faisceau et permet de remonter à l'état de la phase sur cette portion. Cependant, la résolution de la mesure est fixée par la taille des micro-lentilles (typiquement  $\sim 150\mu m$ ), ce qui rend ce type de mesure très limitée pour les mesures fines de front d'onde comme par exemple l'observation du bruit de phase.

Pour les mesures de bruit de phase et les aberrations d'ordre supérieur du front d'onde, il existe un autre type d'analyseurs de front d'onde basés sur l'interférométrie à décalage multilatéral [Schwider 1984]. Dans ce type de détecteur, le faisceau laser est divisé en plusieurs faisceaux légèrement inclinés par rapport à l'axe optique (à l'aide d'un réseau de diffraction 2D). Après quelques mm de propagation, le décalage de ces portions de faisceau donne naissance à des franges d'interférences qui sont détectées puis analysées pour remonter à l'état de phase de l'onde initial (mesure auto-référencée [Primot 2000]). Aujourd'hui, on trouve dans le commerce des capteurs de ce type avec des résolutions spatiales de l'ordre de  $30\mu m$  avec des logiciels de traitement de données de mesures capables de remonter, en « temps réel », à l'état de la phase et aux différentes aberrations décomposées dans la base de Zernike, permettant d'extraire la phase à l'origine (piston),



la sphéricité et les différentes aberrations d'ordre supérieur présentes dans le front d'onde (figure 2.2). On accède également à d'autres indicateurs tels que la valeur du  $M^2$  et à la valeur RMS du bruit de phase<sup>1</sup>.

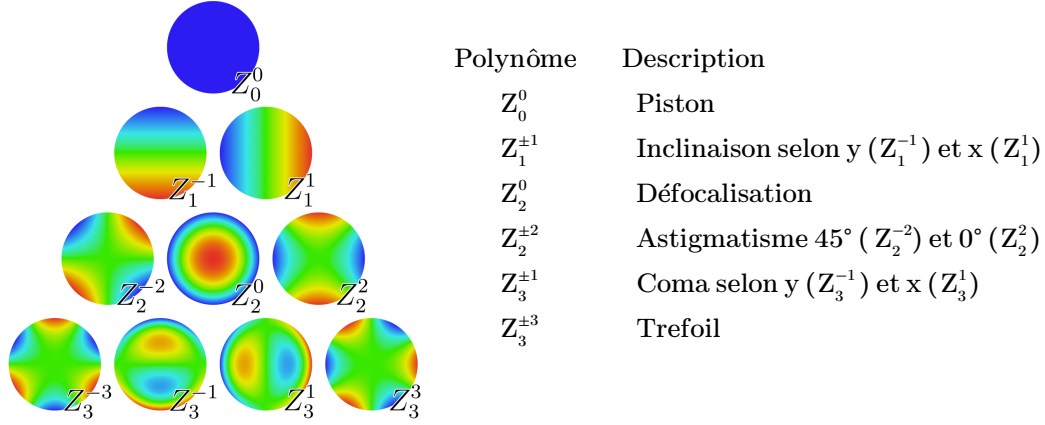


FIGURE 2.2 – Les premiers polynômes de Zernike

On notera que pour des raisons techniques liées aux temps de réponses des systèmes électroniques de ses détecteurs, les variations très rapides devant le temps d'acquisition de l'analyseur ne peuvent pas être détectées et l'interprétation de la mesure peut donc être faussée.

### 2.1.3 Cohérence spatiale du faisceau TEM<sub>00</sub> émis par un VeCSEL

Les VeCSEL émettant sur le mode fondamental TEM<sub>00</sub> sont souvent caractérisés par un faisceau circulaire proche de la limite de diffraction. Cette qualité élevée du faisceau est liée à deux facteurs importants. Le premier est la cavité externe stable de haute finesse qui permet de stabiliser les modes transverses propres à la cavité. Un simple filtrage spatial à travers la taille de faisceau de pompe suffit généralement pour sélectionner le mode fondamental TEM<sub>00</sub>. Le deuxième facteur très important est l'épaisseur très petite du milieu actif ( $\sim 2 - 8 \mu m$ ), qui minimise les aberrations de phase dues au gradient d'indice optique, d'origine thermique[Okhotnikov 2010]. Ce sont ces aberrations d'origine thermique qui sont la limitation principale de la qualité spatiale de faisceau quand on veut atteindre une émission laser à des puissances de l'ordre du Watt.

Cependant, A. Laurain et al ont pu démontrer un VeCSEL émettant à 2.1W sur un faisceau TEM<sub>00</sub> circulaire avec un facteur de propagation mesuré  $M^2 = 1.2$ [Laurain 2010b]. De plus, l'analyse de front de phase<sup>2</sup> montre des fluctuations efficaces de phase  $< \lambda/100$ , ceci malgré l'utilisation d'un résonateur plan-plan stabilisé par un gradient d'indice non-parabolique(figure 2.3).

1. Par exemple le détecteur PHASICS SID4 utilisé dans notre laboratoire.

2. A l'aide d'un analyseur de front de phase PHASICS SID 4.

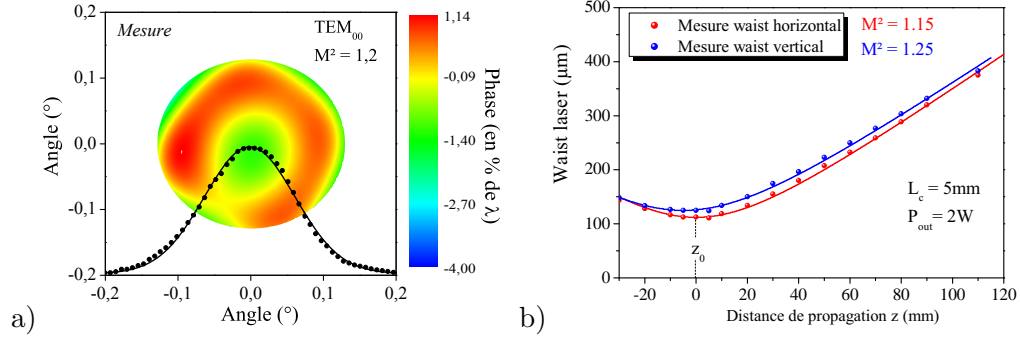


FIGURE 2.3 – a) Mesure de front d'onde en champ lointain à forte puissance (2.1W) pour un VeCSEL émettant à 1 $\mu\text{m}$ . Le rayon de courbure de champ a été retiré.– b) Mesures expérimentales et simulations de l'évolution de la taille du waist laser en fonction de la distance de propagation pour les deux axes du faisceau. d'après[Laurain 2010b].

## 2.2 Cohérence temporelle d'un VeCSEL : bruit d'intensité et bruit de fréquence

### 2.2.1 Cohérence temporelle des lasers

La cohérence temporelle d'une onde optique est la mesure des différentes relations qui existent entre les paramètres du champ optique (amplitude et la phase) entre deux instants. Dans le cas des lasers mono-fréquence, elle est liée à la largeur spectrale  $\Delta\nu$  par une relation de type transformée de Fourier telle que le temps de cohérence vaut  $\tau_c \sim 1/2\pi\Delta\nu$ . Ainsi, plus le spectre du laser est étroit plus la cohérence temporelle est grande. Or, la largeur de raie d'un laser dépend des fluctuations de sa fréquence (phase temporelle), mais aussi des fluctuations d'intensité, en particulier pour les laser à semiconducteur à cause du facteur de Henry. Si on se place dans le cas idéal où l'émission spontanée est la seule source de bruit dans le laser, on peut illustrer son effet sur l'émission laser à travers la représentation du champ optique sous forme d'un phaseur[Henry 1983], comme cela est montré sur la figure 2.4.

Sur ce diagramme, on observe que l'émission spontanée contribue à la fois au bruit de l'intensité et à l'élargissement de la raie laser. En effet, l'émission spontanée fixe une limite fondamentale de la largeur de raie donnée par la formule de Schawlow-Townes modifiée par Henry :

$$\Delta\nu_{\text{limite}} = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{\text{out}}} \xi (1 + \alpha_h^2) \quad (2.3)$$

L'équation (2.3) montre bien que pour réaliser un laser de haute cohérence, il faut fonctionner à haute puissance, disposer d'une cavité à haute finesse et réduire l'effet de l'émission spontanée. On notera que sur la figure 2.4, d'autres sources de bruit d'origine environnementale comme par exemple le bruit technique (bruit de pom-

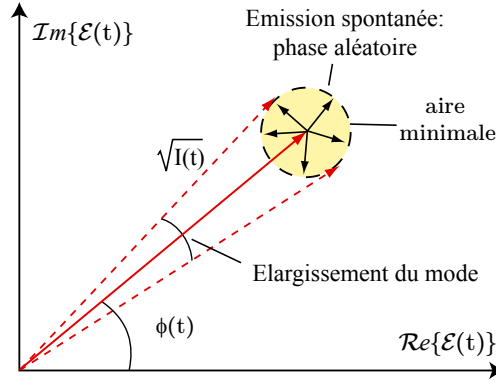


FIGURE 2.4 – Illustration du changement instantané de phase et d'intensité du champ à cause de l'émission spontanée.

page, vibration mécaniques, variations thermiques) vont contribuer à élargir l'aire minimale délimitée par l'émission spontanée, et vont donc induire des variations d'amplitude et de fréquence du laser en supplément.

La qualification de la cohérence d'un laser est accessible expérimentalement à travers la mesure de deux grandeurs physique, à savoir la densité spectrale de bruit d'intensité et la densité spectrale de bruit de fréquence. Nous considérons ici un laser mono-mode à l'état stationnaire. Si on ne s'intéresse qu'à la composante temporelle, le champ électrique peut se mettre sous la forme suivante :

$$\tilde{E}(t) = \sqrt{I(t)} \exp[-j(\omega_0 t + \varphi(t))] \quad (2.4)$$

où  $I(t) = \bar{I} + \delta I(t)$  est l'intensité du laser à l'instant  $t$ ,  $\bar{I}$  sa valeur moyenne et  $\delta I(t)$  les fluctuations d'intensité d'origines diverses. La phase  $\omega_0 t + \varphi(t)$  du champ varie continument de façon déterministe (linéairement avec une pente  $\omega_0$ ), et à cette tendance globale s'ajoutent des fluctuations de phase  $\varphi(t)$ . Pour revenir à une représentation de ces fluctuations en termes de valeur moyenne et bruit autour de cette valeur moyenne<sup>1</sup>, on a pour habitude d'exprimer ces variations à travers la notion de « fréquence instantanée » du laser, définie comme suit :

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d(\omega_0 t + \varphi(t))}{dt} = \nu_0 + \delta\nu(t) \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) exprime le fait que la fréquence du laser fluctue autour d'une fréquence centrale  $\nu_0$  à cause de bruit de fréquence représenté par  $\delta\nu(t)$ <sup>2</sup>.

Les termes de bruit  $\delta I(t)$  et  $\delta\nu(t)$  sont des variables aléatoires qui modélisent le bruit d'intensité et le bruit de fréquence. D'un point de vue pratique, elles sont mieux caractérisées dans l'espace de Fourier à travers leur densité spectrale  $S_{\delta x(t)}(f)$ .

1. habituelle lorsque l'on traite du bruit

2. En général, cette fluctuation s'accompagne d'une dérive lente dans le temps.

### Mesure du bruit d'intensité relatif

Le bruit d'intensité relatif ou plus simplement RIN (pour Relative Intensity Noise) est la grandeur physique utilisée pour quantifier le bruit d'intensité du laser, soit les fluctuations  $\delta I(t)$ . La définition qui sera utilisée dans ce manuscrit est :

$$RIN(f) = \frac{S_p(f) - 2 h \nu \langle P_{out} \rangle}{\langle P_{out} \rangle^2} \quad (2.6)$$

où  $2 h \nu \langle P_{out} \rangle$  est le bruit de grenaille optique, et  $\langle P_{out} \rangle$  est la valeur moyenne de la puissance optique du laser.  $S_p(f)$  est la densité spectrale de puissance de bruit. D'un point de vue expérimental, les fluctuations d'intensité sont détectées avec une photodiode et la densité spectrale de bruit est obtenue avec un analyseur de spectre électrique ou une carte d'acquisition associée à un traitement numérique (figure 2.5).

Après photodétection, l'expression du RIN peut se mettre sous la forme suivante :

$$RIN(f) = \frac{S_{i_{ph}}(f) - 2 q \langle i_{ph} \rangle}{\langle i_{ph} \rangle^2} \quad (2.7)$$

où  $i_{ph}$  est le photocourant détecté et  $S_{i_{ph}}$  sa densité spectrale définie comme :

$$S_{i_{ph}}(f) = \frac{P_{i_{ph}}(f)}{\Delta f} \quad (2.8)$$

avec  $P_{i_{ph}}$  est le spectre de puissance électrique de photocourant détecté et  $\Delta f$  la résolution de fréquence de la mesure (résolution de l'analyseur de spectre électrique).

Dans le cas de l'observation du bruit d'intensité, le RIN est une grandeur plus communément utilisée que la densité spectrale de bruit, car il fournit un résultat indépendant des conditions de mesure, et notamment indépendant de l'atténuation et du rendement quantique du photodétecteur [Schimpe 1983].

Expérimentalement, les ordres de grandeur rencontrés fréquemment en mesure du bruit des lasers font que la mesure de la densité spectrale repose souvent sur un montage « haute fréquence » (bande passante  $> 10$  MHz) dans lequel les différents éléments sont adaptés  $50\Omega$ . Si l'on veut éviter des temps d'accumulation de spectres trop importants, la contrainte est alors d'obtenir des signaux à mesurer plus forts que le courant de bruit thermique ( $S_{I_{th}} = 4kT/R$  où  $R = 25\Omega$ ) dû à l'adaptation de l'impédance du photodétecteur et à son couplage avec l'étage d'amplification.

Ainsi, expérimentalement, on préférera fonctionner avec des photocourants suffisamment forts pour que le bruit de grenaille dépasse cette contribution de bruit. Cela mène à des photocourants moyens typiques de  $2kT/(qR) \approx 2mA$ . Un tel photocourant peut être accepté par des photodétecteurs de quelques centaines de  $\mu m$  de diamètre<sup>1</sup>, ce qui permet d'atteindre des bandes passantes de l'ordre de

---

1. Au laboratoire, nous utilisons couramment des détecteurs Germanium Power Device GAP100 et GPA300 adaptés  $50\Omega$  sur quelques GHz par un circuit « home-made ». L'amplification est assurée, pour les fréquences dans la gamme  $[1MHz - 1GHz]$ , par des amplificateurs type Minicircuit ZFL-1000LN+. Pour les mesures dans la gamme  $DC - 10MHz$ , nous utilisons un circuit transimpédance développé au laboratoire basé sur un OPA656 de Burr-Brown.

quelques GHz. Au delà ( $f > 10$  GHz), les photodétecteurs sont de petite surface et n'acceptent qu'exceptionnellement de forts photocourants moyens. Il est alors indispensable d'augmenter les temps d'accumulation pour compenser l'erreur apportée par le bruit de fond, ce qui peut être un problème dans le cas de mesures sur des systèmes laser de laboratoire montés sur table optique, dont les caractéristiques peuvent évoluer dans le temps.

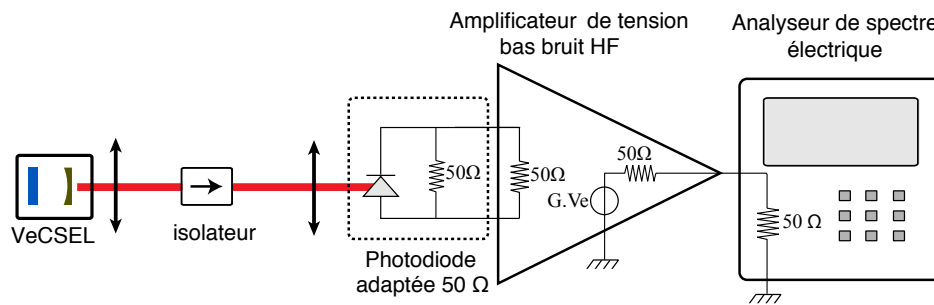


FIGURE 2.5 – Montage expérimental pour la mesure du bruit d'intensité à haute fréquence.

### Mesure du bruit de fréquence

La mesure du bruit de fréquence fournit l'information la plus complète pour qualifier la stabilité en fréquence d'un laser. En effet, et contrairement à une mesure directe de la largeur de la raie laser<sup>1</sup>, une mesure directe du bruit de fréquence permet l'accès aux différents phénomènes qui contribuent aux fluctuations de la fréquence laser à travers leur signature dans la densité spectrale de bruit de fréquence. De plus, la largeur de raie et sa forme peuvent être déduites directement de cette mesure d'une manière assez précise.

Cependant, pour pouvoir accéder aux fluctuations de fréquence d'un laser, il est nécessaire de les convertir en variation d'intensité détectable par une photodiode. Pour cela, on utilise souvent le flanc d'une frange d'un interféromètre Michelson, Fabry-Pérot, ou d'une raie d'absorption d'un gaz (figure 2.6). L'avantage de l'utilisation d'un Fabry-Pérot est de s'affranchir de la contrainte de la longueur d'onde (par rapport à l'utilisation d'une cellule de gaz) et la sensibilité du système (la pente de conversion) peut être adaptée pour réduire l'impact du bruit d'intensité du laser à caractériser et celui du bruit de fond de la chaîne de détection. C'est ce type de

1. Mesurée en général avec des méthodes de battement de fréquence entre deux laser (hétérodyne) ou de battement du laser avec une version retardée de lui-même (auto-hétérodyne), elle peut aboutir à des résultats ambigus et peut cacher la contribution de certains paramètres qui peuvent se compenser [Laurain 2010a].

discriminateur de fréquence qui sera utilisé pour les résultats qui seront présentés dans ce manuscrit.

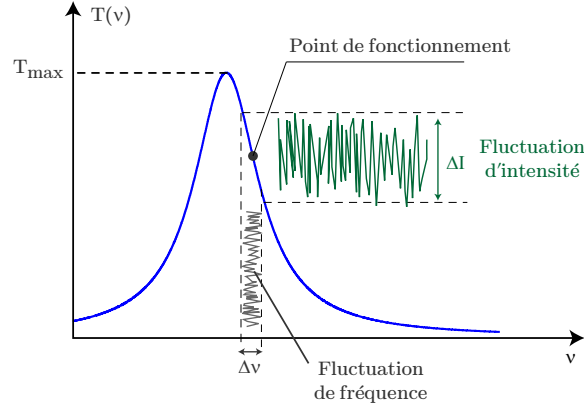


FIGURE 2.6 – Illustration de la conversion de bruit de fréquence en bruit d'intensité avec un interféromètre Fabry-Pérot.

### 2.2.2 Cohérence des VeCSELs

Comme nous l'avons introduit précédemment (§ 1.4), le rayonnement laser d'un VeCSEL tend vers un état propre de lumière quasi-cohérent (monofréquence, monomode transverse et polarisation linéaire très marquée). Ceci est possible grâce à sa technologie d'émission verticale qui associe une cavité paraxiale stable de haute finesse avec un milieu à gain homogène à base de puits quantiques. Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser aux propriétés clé des VeCSEL en termes de bruit optique (RIN et bruit de fréquence). Nous allons montrer que le VeCSEL affiche des propriétés de bruit remarquables qui découlent directement de sa conception et des propriétés physiques des différentes briques qui le constituent.

#### 2.2.3 Bruit d'intensité d'un VeCSEL

Le bruit d'intensité d'un laser est lié directement à sa dynamique temporelle. En première approximation, le laser est juste un système dynamique qui répond aux différentes perturbations externes. Dans le cas du VeCSEL, et pour une cavité ( $> 1\text{ mm}$ ) la dynamique transitoire suit un régime de classe A grâce à un gain homogène et un temps de vie du photon long devant le temps de vie des porteurs ( $\tau_{ph} > \tau_e$ ). Ainsi, le laser constitue un « filtre passe-bas » pour toutes les perturbations, qu'elles soient d'origine fondamentale (émission spontanée) ou d'origine technique (bruit d'intensité de la pompe).

Il a été montré que si le VeCSEL est monomode transverse, mono-fréquence longitudinal et polarisé linéairement à l'état stationnaire, les bruits d'intensité relatifs

exprimés dans l'espace des pulsations positives sont donnés par <sup>1</sup> [Laurain 2010a] :

$$\begin{aligned} RIN(\Omega) &= \frac{4\xi\gamma_{ph}^2}{\bar{I}} \times \left| \frac{j\Omega - \zeta}{\Omega_r^2 - \Omega^2 - j\Omega\zeta} \right|^2 + RIN_p \times \left| \frac{\zeta\gamma_{ph}}{\Omega_r^2 - \Omega^2 - j\Omega\zeta} \right|^2 \\ &= RIN_Q + RIN_p \times |H(\Omega)|^2 \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\text{avec} \quad \Omega_r^2 = \gamma_{ph}\gamma_e(\eta - 1) \quad (2.10)$$

$$\zeta = \gamma_e\eta \quad (2.11)$$

où  $RIN_Q$  représente une limite quantique fixée par l'émission spontanée et  $RIN_p$  est le bruit d'intensité relatif de la pompe.  $\eta$  est le taux de pompe <sup>2</sup> au dessus du seuil relatif à la transparence du milieu à gain. L'équation (2.9) montre que dans la bande du laser, le bruit d'intensité est la somme des contributions du bruit de l'émission spontanée et du bruit d'intensité du système de pompage. Étant donné que le bruit de l'émission spontanée est relativement faible dans les VeCSELs ( $< 170$  dB pour une puissance laser de quelques dizaines de mW), dans la bande du VeCSEL, le RIN du laser sera juste une « copie », amplifiée ou pas, du RIN du système de pompage. La figure 2.7 montre les limitations principales du bruit d'intensité du VeCSEL en régime de classe A.

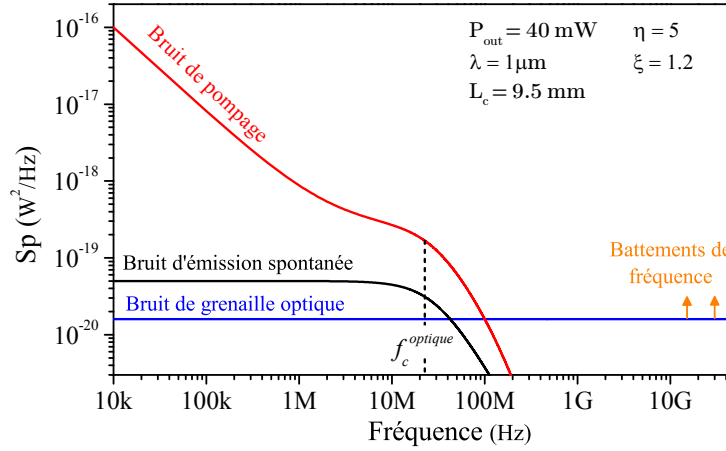


FIGURE 2.7 – Représentation des différentes limitations en bruit d'intensité pour un VeCSEL. Pour la limitation par le bruit de pompe, on a considéré le bruit typique d'une diode de pompe monomode.

On notera que pour des longueurs typiques de cavité comprises dans l'intervalle  $[1, 15]$  mm et des pertes optiques de l'ordre de 1%, la fréquence de coupure du laser reste assez basse (de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de MHz), ce qui est très petit devant l'ISL ( $> 10$  GHz pour une cavité de 15 mm). Ceci permet

1. Valable pour un VeCSEL de classe A et classe B

2. Il est défini par :  $(P_p - P_{tr})/(P_s - P_{tr})$  où  $P_p$ ,  $P_s$  et  $P_{tr}$  sont la puissance de pompe, la puissance de pompe au seuil laser et la puissance de transparence de milieu à gain respectivement.

d'atteindre une zone spectrale à très faible bruit, car limitée uniquement par le bruit de grenaille (ou « shot noise ») optique : dans le cas du VeCSEL, cette plage à ultra faible bruit est particulièrement large grâce à la haute finesse de cavité, au milieu à gain à semi-conducteur (qui aboutissent en général à une dynamique de classe A) et à la compacité permise par le design. Cette plage peut être encore étendue si l'on réalise un design qui tend à réduire le SMSR du laser : dans ce cas, on peut éliminer les battements à l'ISL et obtenir ce régime de fonctionnement sur une plage démarrant à la fréquence de coupure du laser et s'étendant à l'infini [Baili 2007].

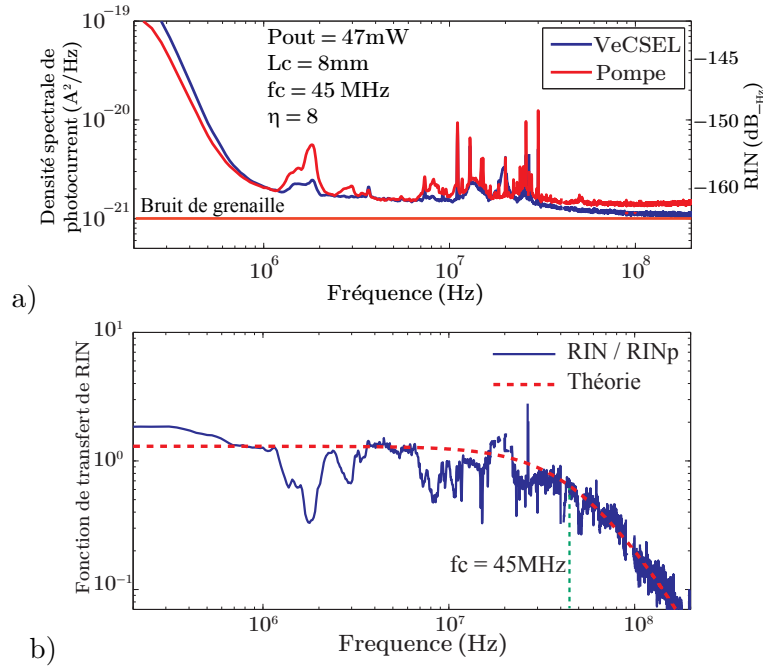


FIGURE 2.8 – a) Spectre de densité spectrale de bruit électrique mesurée sur un VeCSEL à 1 $\mu$ m — b) Fonction de transfert expérimentale du RIN, calculée grâce à l'expression  $RIN_{laser}/RIN_p$ .

Cependant, la situation est différente si on considère le cas d'un VeCSEL dont l'état transverse est mal défini. En effet, les battements entre les modes transverse peuvent y avoir lieu à des fractions de ISL, ils peuvent donc émerger du niveau de bruit de grenaille et intervenir dans le bruit d'intensité du laser. Ainsi, on peut exploiter la mesure de RIN pour estimer le taux de réjection des modes transverse (TSMSR). C'est cette technique qui sera utilisée pour évaluer le TSMSR de notre VeCSEL émettant sur les modes LG<sub>pm</sub> d'ordre supérieur (cf. § 3.3).

#### 2.2.4 Bruit de fréquence d'un VeCSEL

Par référence à l'expression de la limite fondamentale de largeur de raie donnée par la formule de Schawlow-Townes (2.3), la réalisation d'une source laser de faible largeur raie revient à utiliser un résonateur optique de grande finesse ( $\searrow \Delta\nu_c$ ) tout



en fonctionnant à forte puissance ( $P \nearrow$ ) et en limitant les effets de guidage de l'émission spontanée. Or ces conditions sont satisfaites naturellement dans un VeCSEL, et lui confèrent donc des limites fondamentales de largeur de raie de quelques dizaines de Hz au maximum et atteint couramment des valeurs sub-Hz [Laurain 2010a]. Cependant, on ne peut considérer que cette contribution fondamentale est la seule à considérer que pour des temps d'observation très courts. Pour des temps d'observation plus longs ( $\sim 1$  ms), les contributions techniques sont à considérer, telles que les vibrations mécaniques de la cavité ou encore les fluctuations de l'indice optique dans le milieu à gain à cause des fluctuations de l'intensité de pompe.

L'étude de la densité spectrale du bruit de fréquence dans les VeCSELs permet d'examiner les différentes sources de bruit à travers leurs signatures spectrales. Dans le cas d'un VeCSEL oscillant sur un seul état de la lumière (mono-mode transverse, mono-fréquence avec une polarisation linéaire), on peut montrer que la densité spectrale de bruit de fréquence s'exprime sous la forme suivante [Laurain 2010a] :

$$\begin{aligned}
 S_{FN}(\Omega) = & \frac{\xi \gamma_{ph}^2}{4\pi^2 \times I} \times \left[ 1 + \alpha_h^2 \left| \frac{\Omega_r^2}{\Omega_r^2 - \Omega^2 + j \Omega \zeta} \right|^2 \right] \\
 & + RIN_p \times \left| \frac{\alpha_h \gamma_{ph} \zeta \Omega}{4 \pi (\zeta \Omega + j \Omega^2 - \Omega_r^2)} \right|^2 \\
 & + \left( \frac{c}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{L_{\mu c}}{L_c} \right)^2 \times \left( \frac{4\tau_{th} k_b T^2}{C_v V} + R_{th}^2 P_p^2 RIN_p(\Omega) \right) |\Theta(\Omega)|^2 \\
 & + S_M(\Omega)
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

Où on trouve quatre contributions :

1. Le premier terme qui, dans la bande du laser, se simplifie à la limite de Schawlow-Townes-Henry habituelle donnée par l'équation (2.3). En dehors de la bande du laser, ce terme n'est plus influencé par le facteur de Henry, et on retrouve la limite de Schawlow-Townes non modifiée. Ce terme est habituellement prépondérant dans le cas des diodes laser à semiconducteur et atteint facilement des valeurs typiques de  $10^6 Hz^2/Hz$ . Dans le cas du VeCSEL et de beaucoup de lasers solides, ce terme se réduit généralement à des valeurs  $\ll Hz$ . C'est l'impact de la cavité de haute finesse sur la cohérence que nous observons ici.
2. Le deuxième terme donne des fluctuations de fréquence induites par le bruit de la pompe via le facteur de Henry. Cette contribution est assez marginale car son amplitude maximale est de l'ordre de la limite de Schawlow-Townes-Henry même pour un pompage assez bruyant, et de plus elle n'intervient qu'à haute fréquence : elle influence donc peu la largeur de raie du laser.
3. Le troisième terme est l'un des plus importants : cette limite correspond au bruit thermique induit majoritairement par le processus de pompage. En effet, les fluctuations de température vont donner lieu à des fluctuations d'indice qui vont à leur tour perturber la phase du faisceau en fonction du

temps, donnant lieu à du bruit de fréquence. Le terme  $\Theta(\Omega)$  est la fonction de transfert thermique qui est souvent obtenue numériquement [Laurain 2010a]. On trouve dans ce terme deux contributions :

- (a) une contribution thermodynamique fondamentale, liée à la température moyenne de la zone active, due à la puissance moyenne de pompage. Ici,  $\tau_{th}$  est le temps caractéristique thermique,  $C_v$  la chaleur spécifique volumique et  $V$  le volume du mode laser dans la zone active. Dans le cas des VeCSELs, ce terme est généralement plus faible que la limite de Schawlow-Townes et sera donc négligé.
  - (b) une contribution thermique technique, liée aux fluctuations du pompage (donc au RIN de pompe). *Cet effet est prédominant dans le cas des VeCSELs.*
4. Le quatrième peut être d'importance mais reste difficile à évaluer théoriquement : il s'agit des fluctuations de longueur de cavité dues à des raisons mécaniques. Cette contribution peut être prépondérante dans le cas d'un laser réalisé simplement sur table optique en laboratoire, mais peut être très fortement réduite voire éliminée dans le cas d'un packaging spécifique avec une cavité réalisée en invar.

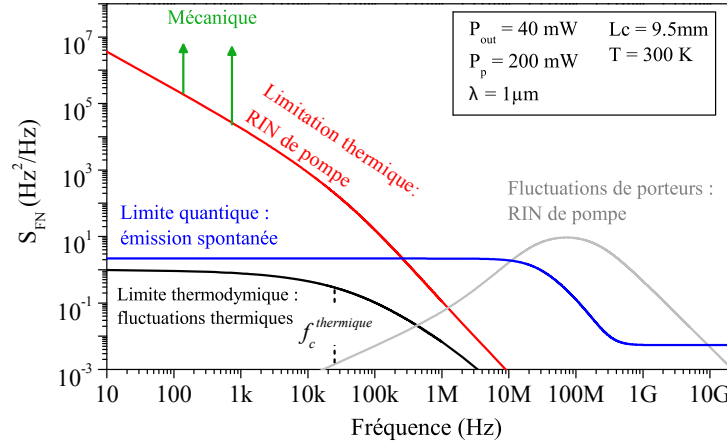


FIGURE 2.9 – Représentation des différentes limitation de la densité spectrale de bruit de fréquence dans le VeCSEL.

Ces différentes contributions sont tracées dans la figure 2.9. On voit que le bruit de fréquence de VeCSEL peut être divisé en trois plages spectrales suivant l'origine de la contribution dominante. Pour la partie basse fréquence 10Hz-1MHz, le bruit de fréquence est dominé par des fluctuations d'origine thermique induites par le bruit de pompe via l'indice du milieu actif. On trouve aussi des pics d'origine mécanique, difficiles à modéliser. Pour une plage des fréquences entre  $\sim 1$  MHz et la coupure du laser, la contribution dominante est celle de l'émission spontanée amplifiée par le facteur de Henry. Finalement, après la coupure du laser, on voit une contribution

liée aux fluctuations de l'inversion de population mais qui s'amortit rapidement, puis on retrouve la limite de Schawlow-Townes à plus haute fréquence.

La figure 2.10 présente une mesure de la densité spectrale de bruit de fréquence pour un VeCSEL émettant à  $1\mu m$  à une puissance de 15 mW et  $L_c = 9.7 mm$ . La mesure a été effectuée avec un Fabry-Pérot plan concave dont l'ISL est de 375 MHz et la finesse de 55 (soit une fréquence de coupure de  $f_c^{fp} \simeq 6.8 MHz$ ).

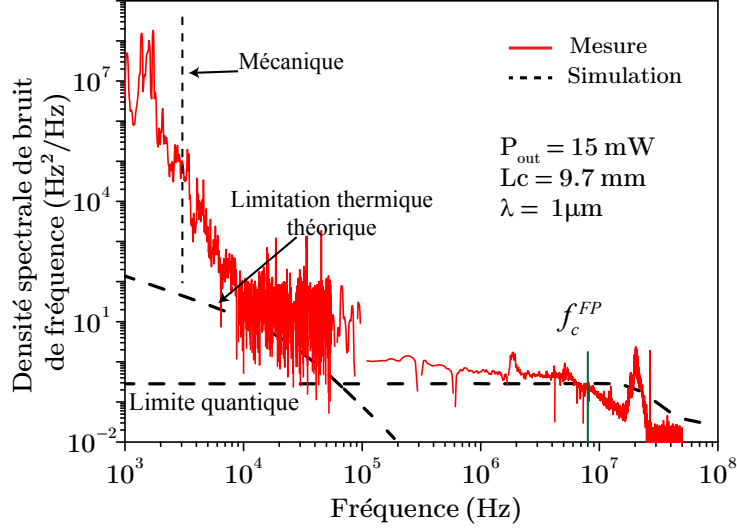


FIGURE 2.10 – Densité spectrale de bruit de fréquence du VeCSEL à  $1\mu m$ . Les limitations théoriques de différentes origines sont indiquées. La limite théorique de bruit blanc a été calculée pour un facteur  $\alpha_h = 4$ .

La figure 2.11 représente l'évolution du niveau de bruit blanc (la limite de Schawlow-Townes-Henry) pour des puissances laser différentes. On note que la partie blanche du bruit de fréquence donne lieu à une largeur de raie lorentzienne dont la largeur à mi hauteur est donnée par [Petermann 1988] :

$$\Delta\nu_{sp} = \pi S_0 \quad (2.13)$$

où  $S_0$  est le niveau de bruit blanc. D'après l'équation (2.3), cette largeur de raie lorentzienne est inversement proportionnelle à la puissance de sortie de laser. La figure 2.11-a présente l'évolution du niveau de bruit blanc pour différentes valeurs de la puissance de sortie du VeCSEL à  $1\mu m$  ( $L_c = 9.7 mm$ ). On voit clairement la diminution de la contribution du bruit blanc avec l'augmentation de la puissance de VeCSEL, comme prévu par la fameuse formule de Schawlow-Townes. Sur la figure 2.11-b nous avons présenté l'évolution de la largeur de raie fondamentale (lorentzienne) en fonction de l'inverse de puissance. En ajustant les paramètres des équations (2.3) et (2.13) sur les données présentées sur la figure 2.11-b, on peut donner une estimation de la valeur de  $\alpha_h \simeq 4$  pour ce VeCSEL, qui reste une valeur habituelle pour un laser à semiconducteur à puits quantiques.

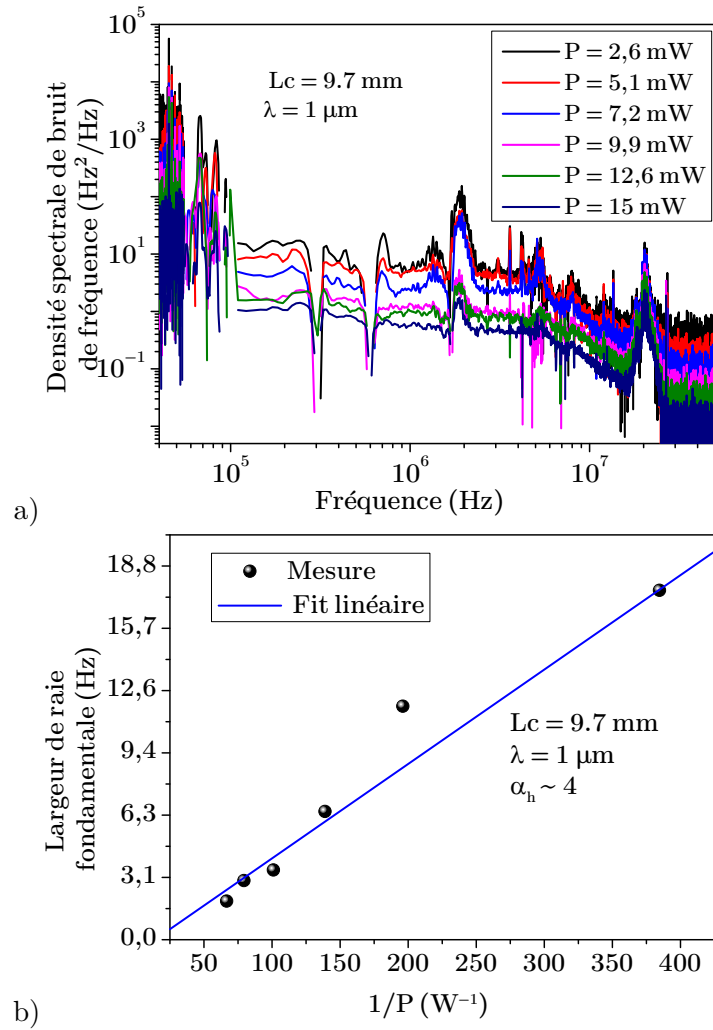


FIGURE 2.11 – Densité spectrale de bruit de fréquence de VeCSEL à  $1\mu\text{m}$ . a) Évolution de la limite quantique de bruit de fréquence pour VeCSEL à  $1\mu\text{m}$  pour différentes valeur de puissance de sortie. — b) Évolution de la largeur de raie fondamentale en fonction de l'inverse de la puissance de sortie.

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné une vision globale des lasers VeCSEL depuis les étapes de conception du composant jusqu'à la caractérisation des propriétés physiques de l'émission laser mono-fréquence de forte puissance et de haute cohérence dans le proche infrarouge.

Dans un premier temps, nous avons donné les briques élémentaires qui constituent un VeCSEL, à savoir, la structure 1/2 VCSEL à puits quantiques multiples(miroir à gain), le résonateur optique et le système de pompage optique. Nous avons appuyé sur la répercussion de leurs propriétés sur l'émission laser et les précautions à prendre afin d'atteindre un régime laser de haute cohérence et de forte puissance.

Nous avons montré que le caractère vertical de l'émission à base de puits quantiques nécessite l'utilisation de multiples puits quantiques et l'emploi de cavités optiques de haute finesse pour atteindre un fonctionnement laser efficace.

Ensuite, nous nous sommes intéressés aux propriétés physiques de l'émission laser conventionnelle TEM<sub>00</sub> dans un VeCSEL. Dans un premier temps nous avons discuté les méthodes utilisées pour arriver à sélectionner cet état transverse unique, oscillant sur un seul état longitudinal et une polarisation linéaire bien marquée, ce qui est très important pour atteindre une émission laser de haute cohérence spatiale et temporelle.

Enfin nous avons examiné les propriétés de bruit optique des VeCSELs. Nous avons montré que les performances remarquables des VeCSEL au niveau de la cohérence spatiale et temporelle sont principalement liées à l'association d'un résonateur optique stable de haute finesse à un milieu à gain homogène de faible épaisseur ( $\sim \lambda$ ). Nous avons pu voir qu'il est préférable d'utiliser des cavités courtes (de quelques mm) pour atteindre un régime mono-fréquence (SMSR  $> 50$  dB limité par émission spontanée). Dans ce cas, la dynamique temporelle du VeCSEL se rapproche de celle d'un laser idéal à gain homogène de classe A, conduisant à un laser de bas bruit d'intensité et de fréquence.

Deuxième partie

**VeCSEL pour une émission sur  
les modes Laguerre-Gauss  
d'ordre supérieur**



# Fondements théoriques et propriétés physiques

---

Dans cette partie, nous allons concevoir, réaliser et étudier de nouveaux VeC-SELS émettant sur les modes transverses de Laguerre-Gauss d'ordre supérieur. Nous allons commencer par présenter les propriétés physiques de ce type de mode et les techniques utilisées pour les générer avec des technologies laser autres que le VeC-SEL. Ensuite, nous allons montrer que le VeCSEL est un très bon candidat pour générer directement les modes LG en incluant des filtres de modes spatiaux intégrés directement dans la puce 1/2 VCSEL. Finalement, nous allons développer un modèle « simplifié » pour l'étude de la dynamique des modes transverses qui tient compte de la compétition entre modes, via la non-homogénéité spatiale des pertes optiques et du gain.

## 1.1 Mode LG : états propres d'une cavité plan-concave

La cavité optique la plus simple consiste en l'utilisation de deux miroirs de rayons de courbure  $(R_1, R_2)$ , espacés d'une distance  $L_c$ . Cette cavité présente une symétrie de révolution, il est donc plus adéquat d'exprimer les modes résonants en termes de faisceaux de Laguerre-Gauss.

En coordonnées cylindriques, l'expression générale du profil de champ des modes transverses Laguerre-Gauss non-dégénérés (LG\*) est donné par [E.Siegman 1986, Yao 2011] :

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{pm}^*(r, \theta, z) &= \frac{1}{w(z)} \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|m|)!}} \left( \frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right)^{|m|} L_p^{|m|} \left( \frac{2r^2}{w(z)^2} \right) \exp \left[ -jk \frac{r^2}{2\tilde{q}(z)} \right] \\ &\quad \times \exp[j(-kz + \phi(z) + m\theta)] \\ &= \Phi_{pm}^*(r, \theta, z) \times \exp[j(-kz + \phi(z))] \end{aligned} \quad (1.1)$$

où  $r, \theta$  sont les coordonnées transverses cylindriques, l'entier  $p \geq 0$  est l'index radial de mode et  $m$  est l'index azimutal de mode.  $\phi(z) = (2p + |m| + 1)\varphi(z)$  est la phase de Gouy totale. Les autres paramètres sont définis exactement de la même manière que le mode gaussien fondamental TEM<sub>00</sub><sup>1</sup> (cf. § 1.3.2).  $L_p^m$  est le polynôme de

---

1. En effet, le mode LG<sub>00</sub> est exactement le mode TEM<sub>00</sub>



Laguerre donné par <sup>1</sup> :

$$L_p^{[m]}(x) = \sum_{i=0}^p (-1)^i \binom{p+|m|}{p-i} \frac{x^i}{i!} \quad (1.2)$$

$\Phi_{pm}^*(r, \theta, z)$  sont les LG non dégénérés d'ordre  $pm$ . Pour  $m \neq 0$ , ils sont caractérisés par un profil d'intensité en forme d'anneaux dans la direction radiale, et une variation de phase  $e^{jm\theta}$  dans la direction azimutale (figure 1.1). Dans le cas où  $p = 0$ , les modes sont caractérisés par un front d'onde hélicoïdal, avec une phase non définie à  $r = 0$ . Ces modes sont aussi appelés *vortex optiques* (§ 1.1.1).

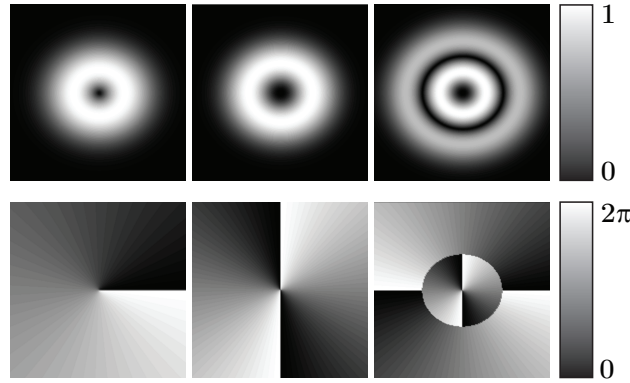


FIGURE 1.1 – Intensité normalisée (haut) et phase des modes  $\text{LG}_{01}^*$ ,  $\text{LG}_{02}^*$  et  $\text{LG}_{12}^*$ .

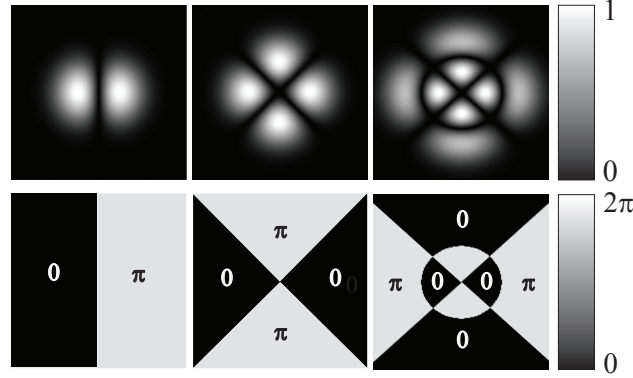
D'après l'équation (1.1), les modes LG avec  $\pm m$  ont exactement la même distribution radiale d'intensité. Ainsi, ils sont souvent dégénérés, et leurs combinaisons linéaires sont aussi des modes propres de la cavité. Ce sont les modes LG dégénérés donnés par :

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{pm}(r, \theta, z) &= \Phi_{pm}(r, \theta, z) \exp[j(-kz + \phi(z))] \\ \text{avec} \quad \Phi_{pm}(r, \theta) &= [\phi_{pm}^*(r, \theta, z) + \phi_{p-m}^*(r, \theta)] / \sqrt{2} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Cette combinaison linéaire donne une variation en  $\cos(m\theta)$ ;  $m \neq 0$ , de l'intensité dans le plan transverse (figure 1.2). Le profil d'intensité des modes contient  $2m$  pétales, distribuées en symétrie circulaire sur  $m + 1$  cercles.

Les modes LG constituent une base orthonormale complète. Il est donc possible d'exprimer les modes oscillants d'un laser sur cette base de modes. Dans le cas du VeCSEL, le champ électrique se propage pratiquement en espace libre et le volume de la zone active est très inférieur au volume du mode laser. Ainsi, les effets de lentille thermique qui peuvent déformer la phase de l'onde sont très réduits et donc, en configuration de cavité plan-concave, les modes du VeCSEL peuvent être approchés par les modes LG.

1. Dans cette écriture, la notation  $\binom{a}{b}$  correspond au coefficient binomial parfois noté  $C_a^b$ .

FIGURE 1.2 – Intensité normalisée (haut) et phase des modes LG<sub>01</sub>, LG<sub>02</sub> et LG<sub>12</sub>.

Cependant, et contrairement au fonctionnement TEM<sub>00</sub>, l'émission sur un mode LG d'ordre supérieur est relativement plus complexe. En effet, l'allure des profils d'intensité et de phase de ces modes exige l'utilisation des filtres spéciaux en phase et en intensité adaptés à chaque mode. De plus, le profil transverse de pompage et les effets de « spatial hole burning » conduisent à une dynamique transverse complexe. Nous verrons dans la suite de ce document quelles sont les précautions à prendre pour aboutir à un fonctionnement sur un seul mode.

### 1.1.1 Les vortex optiques

Un vortex optique est défini comme un point dans l'espace pour lequel la phase de l'onde électromagnétique n'est pas définie [Dennis 2009]. Ces points sont toujours caractérisés par une amplitude nulle du champ optique, nécessaire pour la continuité de champ électrique [Bekshaev 2008].

Les modes LG non-dégénérés de forme LG<sub>0m</sub><sup>\*</sup> ont un intérêt particulier. En plus d'avoir une singularité de phase le long de leur axe optique, ils ont une structure de phase hélicoïdale autour de cette singularité qui les dote d'un moment angulaire orbital (OAM pour Orbital Angular Momentum)<sup>1</sup> [Allen 1992]. Plus surprenant encore, l'OAM porté par un tel faisceau est quantifié en  $m\hbar$  par photon [Padgett 1995, Allen 1992]. C'est cette propriété « mécanique » de l'onde optique qui permet d'exercer des forces sur les particules dans ce qu'on appelle les pinces optiques [Grier 2003].

Le moment d'une onde optique est lié directement aux flux de l'énergie, représenté par le vecteur de Poynting  $\vec{S}$  [Jackson 1975]. Le vecteur  $\vec{S}$  est toujours perpendiculaire à la surface de front d'onde. Ainsi, dans le cas des ondes planes,  $\vec{S} \parallel \vec{k}$ , l'énergie se propage dans la direction  $+z$ , et l'onde optique n'aura qu'un moment linéaire suivant  $z$  [Jackson 1975]. Dans le cas d'un vortex,  $\vec{S}$  est  $\perp$  à un front d'onde hélicoïdal, la composante azimutale de  $\vec{S}$  est non nulle, et l'onde optique présente un moment angulaire le long de son axe de propagation [Yao 2011].

1. Si le mode LG<sub>0m</sub><sup>\*</sup> est polarisé circulairement, le faisceau aura aussi un Spin Angular Momentum.

La figure 1.3 représente le profil de phase d'un mode  $LG_{0m}^*$ , dans un plan perpendiculaire à la propagation, la phase varie de  $0$  à  $m2\pi$ . Pendant la propagation, cette variation est associée à une propagation de l'onde sur une distance égale à  $\lambda$  dans la direction  $z$ . Une valeur négative de  $m$  causerait une rotation de phase dans le sens inverse.

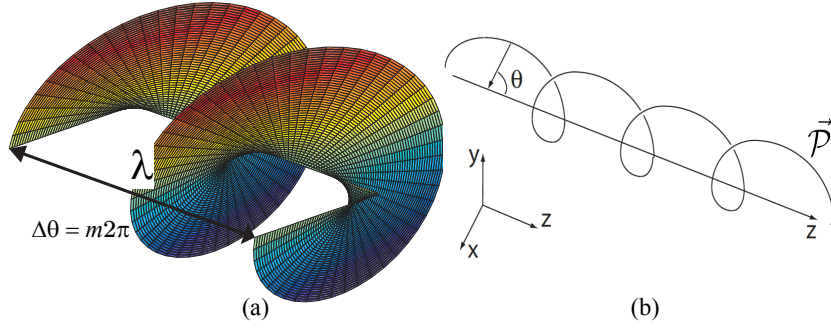


FIGURE 1.3 – a) Surface equiphase d'un vortex  $LG_{0m}^*$  dans un instant donné. b) Trajectoire de vecteur de Poynting

Enfin, la force d'un vortex est caractérisée par sa charge topologique  $m$ . Plus  $m$  est grand, plus la singularité est forte ; cela se traduit par un élargissement de la zone sombre le long de l'axe optique du faisceau.

Pour finir, nous allons commenter rapidement le processus d'interaction matière rayonnement semi-classique (faible) dans le cas de la génération d'un photon possédant un moment angulaire, par recombinaison radiative d'un électron excité. Deux cas de figures peuvent présenter un moment angulaire : une onde polarisée circulairement (spin du photon), ou une onde à front de phase hélicoïdale (moment orbital du photon). De part la loi de conservation des moments et de l'énergie, lors de la recombinaison, un électron va donc transférer son énergie et ses moments linéaire, angulaire et de spin au photon généré, ceci si un état de photon existant le permet au sein de la cavité. Le transfert du moment linéaire (vecteur d'onde  $\vec{k}$ ) et angulaire de spin ( $\sigma\pm$ ) sont bien connus. Le transfert du moment angulaire orbital peut paraître plus subtil : dans ce cas la fonction d'onde électronique "utilisée" doit mettre en jeu une combinaison linéaire cohérente d'états électroniques microscopiques avec une phase se propageant le long du périmètre du vortex optique (donc avec une symétrie cylindrique obligatoire), ce sur des dimensions macroscopiques («  $\lambda$  photon, de l'ordre de  $50 - 100 \mu m$  dans notre cas). Dans le cas des milieux émetteurs à semi-conducteur à bande de conduction (états électroniques non localisés) tels que des puits quantiques en émission verticale [Quinteiro 2010], ce type de transition interbande (BC-BV) est donc de forme "conique" verticale dans l'espace de  $k$  pour l'électron (et non plus purement verticale pour des  $k$  au minimum de la bande de conduction). Ce domaine d'étude est cependant très pauvre dans l'état de l'art de part le peu de démonstrations de lasers VORTEX, tous matériaux confondus (semi-conducteur à bande d'énergie à états non-localisés ; ou cristal ionique dopé,

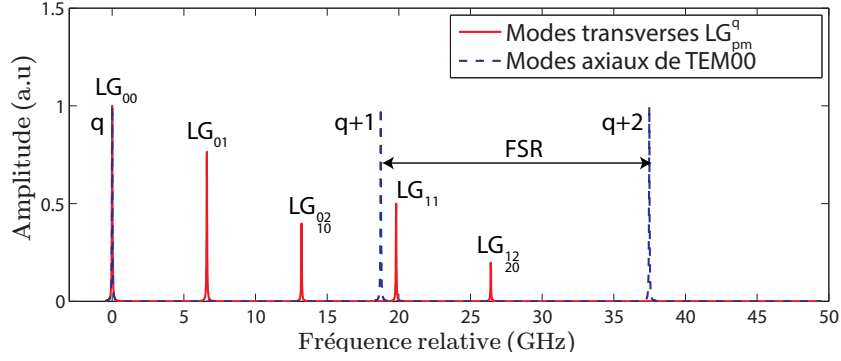


FIGURE 1.4 – Fréquence des modes transverses pour une cavité plan-concave, calculées pour  $L_c = 8mm$  et  $R_c = 10mm$ .

gaz, verre dopé qui présentent des états électroniques discrets localisés...).

### 1.1.2 Fréquence des modes transverses LG

Les modes transverses d'une cavité optique ont des fréquences de résonance différentes. Cela est lié à la dépendance de la phase de Gouy avec l'ordre du mode  $(p, m)$ . Les fréquences de résonance des modes  $LG_{pm}^q$  peuvent être déterminées par calcul [E.Siegman 1986] :

$$\omega_{qpm} = \frac{\pi c}{L_c} \left[ q + (2p + |m| + 1) \frac{\arccos\left(\sqrt{1 - L_c/R_c}\right)}{\pi} \right] \quad (1.4)$$

où  $q$  est l'ordre du mode axial sur lequel les modes transverses oscillent. On note que les modes vortex de  $\pm m$  sont dégénérés, d'où la difficulté de réaliser un laser qui émet directement sur un mode vortex.

## 1.2 Comment sélectionner/générer un mode LG dans un laser ?

En espace libre, l'émission laser sur le mode fondamental  $LG_{00}$  est le cas le plus répandu. Sa distribution d'intensité gaussienne régulière, son profil de phase uniforme spatialement et sa taille minimale font que de simples techniques de filtrage spatial suffisent pour le favoriser (utilisation d'ouvertures ou optimisation de son recouvrement avec la zone active). Par contre, les modes d'ordre supérieur présentent des distributions d'intensité et de phase plus complexes. Il est donc nécessaire d'utiliser des discriminateurs de mode conçus spécifiquement pour sélectionner un seul mode parmi les nombreux modes possibles. Cette discrimination s'effectue en introduisant des pertes fortes sur les modes non désirés tout en ayant des pertes négligeables sur le mode souhaité.

Une méthode qui a été utilisée dans les lasers solides consiste à insérer un élément de phase binaire (Binary Phase Element) intra-cavité [Oron 1999]. L'élément de phase contient des sauts de phase de  $\pi$  distribués spatialement d'une manière qui correspond à la phase de mode (LG<sub>pm</sub> dégénéré, figure 1.2). Après un aller retour dans la cavité, le mode désiré récupère sa distribution de phase initiale ( $2\pi$  sur chaque lobe) et subit moins de pertes. Les autres n'ayant pas la bonne distribution de phase subissent des pertes importantes et n'atteignent pas le seuil laser. Cependant, dans cette configuration, le mode laser change de forme (phase et intensité) le long de la propagation, on ne peut plus le considérer comme un mode propre d'une cavité, et la cohérence spatiale du mode est alors forcément abîmée. De plus, la finesse de la cavité est faible ( $\sim 10$ ) ce qui pénalise la cohérence temporelle.

La génération des modes LG<sub>pm</sub><sup>\*</sup> (vortex) a été souvent réalisée en extra cavité. Les méthodes les plus fréquentes sont décrites ci-dessous.

#### a) lame de phase extra cavité

Il s'agit d'introduire la structure de phase hélicoïdale dans le mode TEM<sub>00</sub>, en le passant par une lame avec une épaisseur variable en fonction de l'azimut [Beijersbergen 1994] tel que le déphasage induit est continu entre 0 et  $2m\pi$ . Cependant, la précision nécessaire sur l'épaisseur de la lame complique sa réalisation [Sueda 2004], et les variations d'origine thermique de l'indice optique peuvent induire une mauvaise structuration de la phase du vortex [Beijersbergen 1994, Leach 2004].

#### b) Utilisation d'éléments diffractifs

Dans cette méthode, la structure de phase du vortex est incorporée dans un réseau de diffraction (masque de phase). La modulation de phase du réseau est calculée comme la somme de  $e^{jm\theta}$  et une rampe  $\alpha x$  pour privilégier la diffraction sur le premier ordre de réseau (la rampe définit l'angle de blase). Ensuite, le réseau est illuminé par un mode TEM<sub>00</sub>, et le mode vortex est récupéré sur le premier ordre de diffraction. La puissance du vortex est donc limitée aussi par l'efficacité de réseau. De plus, le mode diffracté est la superposition de plusieurs vortex de même valeur de  $m$  mais d'ordres radiaux  $p$  différents. La valeur exacte de chaque composante dépend de la taille du mode TEM<sub>00</sub> initial et à l'issue du réseau, ces modes diffractent avec des phases de Gouy différentes ; ceci peut casser la forme annulaire du faisceau le long de la propagation, limitant ainsi l'utilisation de ce faisceau pour des applications comme par exemple le guidage des atomes [Dennis 2009].

Cette méthode a été rendue plus accessible par la commercialisation des modulateurs spatiaux de lumière (SLM pour Spatial Light Modulator). Il s'agit de dispositifs pixelisés adressés par ordinateur avec une image définissant la variation de phase. Les pixels sont des micro lentilles, des micro-miroirs amovibles ou des cristaux liquides qui peuvent modifier la phase de l'onde localement (en réflexion

par effet de diffraction). Néanmoins, la qualité de faisceau est limitée par la discrétisation liée à la taille des pixels ( $\sim 20\mu m$ ), et la présence de plusieurs modes ( $\neq p$ ) sur un même ordre de diffraction [Dennis 2009]. De plus, l'utilisation de SLM intra cavité est assez contraignante du fait de leur efficacité de diffraction (de l'ordre de  $\sim 5\%$ ) et leur seuil d'intensité optique d'endommagement [Ngcobo 2013].

### c) Conversion des modes Hermite-Gauss en modes Laguerre-Gauss

Les modes HG et les modes LG sont des bases complètes pour décomposer les modes d'un laser. Il est donc possible de passer d'une base à l'autre. En effet, chaque mode  $HG_{mn}$  peut être converti en mode  $LG_{pl}^*$  avec index radial  $p = \min(m, n)$  et index azimutal  $l = m - n$  [Beijersbergen 1993]. Néanmoins, cette technique a deux inconvénients majeurs : elle nécessite déjà un mode HG d'ordre supérieur de haute cohérence spatiale, et elle est très sensible au désalignement des optiques. Ce dernier peut introduire un astigmatisme résiduel qui peut casser la structure de mode LG généré sous effet de la propagation [Courtial 1999].

### d) Génération directe d'un état cohérent LG vortex : méthode intracavité

Les premiers lasers vortex ont été réalisés avec des systèmes optiques à base de lasers à gaz [Tamm 1990]. Le principe est de verrouiller en quadrature les deux modes  $HG_{01}$  et  $HG_{10}$ . En jouant sur l'astigmatisme résiduel dans la cavité, ces systèmes optiques permettent la stabilisation du sens de rotation du vortex. Une autre méthode qui a été explorée par plusieurs auteurs est l'utilisation de résonateurs dont un des miroirs contient un défaut (absorbant) ponctuel sur l'axe optique afin de réaliser un filtrage spatial par les pertes [Harris 1994, Kano 2011]. Ces systèmes génèrent des vortex stables mais ils sont complexes à mettre en œuvre, limités en terme de choix de mode possible à générer et on ne contrôle pas le sens de manière reproductible et robuste.

Une autre solution pour réaliser un laser vortex est d'exploiter le filtrage spatial entre les modes transverses. En effet, il est possible de conditionner le profil de pompage en forme d'anneau pour optimiser le recouvrement de mode vortex avec la zone excitée. Cependant, l'utilisation d'un filtre spectral et des fenêtres de Brewster sont alors nécessaires pour stabiliser le sens du vortex et sa polarisation [Kim 2013].

Dans le cadre de ce manuscrit, on va s'intéresser à la génération des modes LG directement dans le VeCSEL. Nous allons utiliser des filtres spatiaux de phase et/ou d'intensité pour sélectionner un seul mode (en jouant sur une distribution inhomogène de pertes ou de gain via le pompage). On montrera que les performances de VeCSEL en terme de cohérence spatiale et temporelle pour le  $TEM_{00}$  peuvent aussi être obtenues pour les autres modes d'ordres supérieur.

### 1.3 Sélection intracavité d'un mode LG dans le VeCSEL : Filtre d'intensité et/ou de phase

Dans cette partie, nous allons présenter notre approche d'utilisation des filtres de modes transverses avec des VeCSELs pompés optiquement. La cavité optique sera en configuration plan concave simple pour garantir la symétrie parfaite du système. L'avantage du VeCSEL est la possibilité d'intégrer les filtres des modes transverses directement sur la puce semi-conductrice. Ces filtres ont pour objectif de moduler spatialement le gain modal net de la structure 1/2 VCSEL, en phase et/ou en amplitude, afin de pouvoir discriminer entre les modes du laser et n'en sélectionner qu'un.

Dans ce travail, deux types de filtrage seront employés :

1. **Le filtrage par le gain réel net** : le filtre de mode introduit des pertes sélectives, que ce soit par absorption ou par diffraction. Ce type de filtrage sera donc lié à la distribution spatiale de l'intensité des modes de la cavité.
2. **Le filtrage par la phase** : le filtre de mode introduit une modulation de la phase spatiale des modes de la cavité. Vues par chaque mode et après plusieurs aller-retour dans la cavité, ces modulations de phase se traduisent par des pertes (donc un gain net) différentes, qui donneront une discrimination entre les modes.

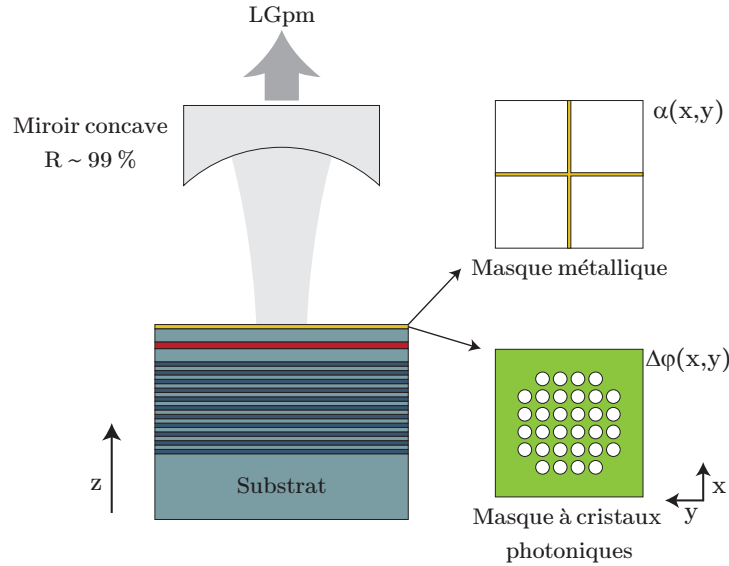


FIGURE 1.5 – Configuration VeCSEL pour génération des modes LG.

Ces deux types d'éléments filtrants seront réalisés avec deux types de technologies (figure 1.5). Des masques métalliques absorbants permettront de filtrer les modes à travers le contrôle des profils d'intensité (suffisant pour les modes  $LG_{pm}$  dégénérés), ou des masques à cristaux photoniques, plus complexes, pour un contrôle à la fois



des profils d'intensité et de phase transverse, ce qui est nécessaire pour lever la dégénérescence entre les modes vortex de  $\pm m$ .

Finalement, il faut noter que ces filtres sont censés privilégier un certain mode transverse, et il ne faut donc surtout pas casser la base des modes propres du résonateur optique en introduisant l'élément de filtrage. Cela est très important pour garantir une grande cohérence spatiale pour le mode sélectionné.

### 1.3.1 Les masques métalliques

Ils sont réalisés à l'aide d'une couche de métal déposée directement sur la puce de 1/2 VCSEL. Cette couche sera façonnée transversalement de sorte que les zones absorbantes tombent sur les régions d'intensité nulle du mode souhaité (figure 1.6). Ainsi, en optimisant la conception du masque, les pertes par absorption seront négligeables sur le mode choisi et très fortes sur les autres modes non-souhaités.

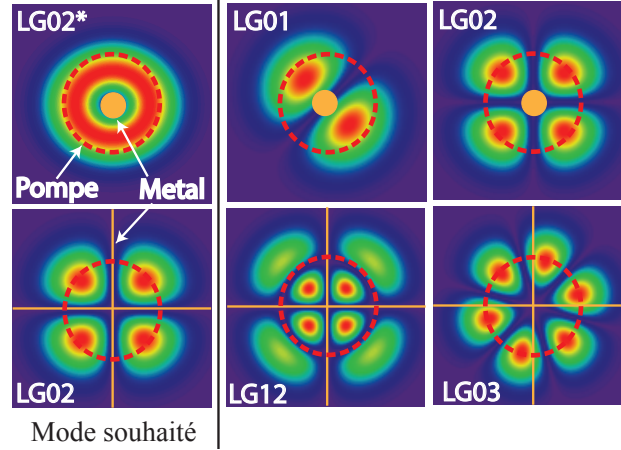


FIGURE 1.6 – Filtre métallique typique pour la sélection d'un mode LG non-dégénéré (haut) ou dégénéré (bas).

Une possibilité pour concevoir les masques serait la réalisation des motifs en forme de négatif du mode souhaité. Cependant, comme on le verra par la suite, des masques métalliques de géométrie simple qui dessinent grossièrement le profil d'un certain mode seront suffisants (figure 1.6). De plus, les métaux ont des coefficients d'absorption très élevées à  $1\mu m$ , ainsi, des masques métalliques de quelques  $nm$  d'épaisseur suffiront. Cela est très important pour minimiser aussi les pertes par diffraction sur les bords du métal (épaisseur métal  $\ll \lambda$ ). Pour notre travail, nous allons réaliser des masques en chrome (le coefficient d'absorption linéique du chrome  $\alpha_{cr} = 4,46 \times 10^5 cm^{-1}$  à  $1\mu m$ ) qui a une bonne adhésion sur le GaAs.

Cette approche de conception de masque suggère donc deux types de masques : masques en forme d'étoile pour les modes  $LG_{pm}$  dégénérés et d'autres en forme de disque simple pour les modes vortex (figure 1.6). Cependant, il faut noter que le fait que les masques métalliques influencent les modes à travers leur intensité imposent



des limitations évidentes de cette techniques à cause du recouvrement spatial des modes LG :

1. Premièrement, les modes LG dégénérés de même symétrie azimutale ( $m$  pair ou impair) subissent des pertes par absorption assez proches<sup>1</sup>(voir tableau 2.1). Dans ce cas, c'est la taille et la forme du profil de gain qui devient l'élément clé pour discriminer les modes. En effet, les modes du résonateur sont orthogonaux entre eux, c'est la taille limitée et la forme du profil de gain qui va casser cette orthogonalité. Ainsi, dans un fonctionnement laser, les modes peuvent rentrer en compétition et ne sont plus indépendants, et grâce au gain homogène du semi-conducteur, le laser peut sélectionner un seul mode. Toutefois, la distribution spatiale non-homogène de l'intensité des modes engendre forcément une inhomogénéité spatiale de porteurs (SHB transverse), qui va s'opposer aux effets de la compétition entre modes. La dynamique d'un tel système est donc complexe et la discrimination entre les modes n'est donc pas une chose simple (cf. § 1.4).
2. Deuxièmement, les modes LG<sub>0m</sub> vortex de charge topologique opposée  $\pm m$  sont complètement indiscernables pour le masque métallique (et donc pour le milieu à gain). Seule une brisure de symétrie du résonateur liée à un effet de phase peut lever cette dégénérescence. Cela va être l'objectif principal de l'utilisation des masques de phase.

### 1.3.2 Les masques à métamatériau

Un métamatériau est une structure artificielle conçue pour contrôler ou modifier la propagation des ondes électromagnétiques. Il s'agit souvent d'une structure périodique qui se comporte comme un matériau homogène dont les propriétés (par exemple l'indice optique) n'existent pas à l'état naturel. Généralement, la dimension caractéristique d'un métamatériau (cellule élémentaire) est plus petite que la longueur d'onde de fonctionnement, ses propriétés sont donc liées aux interactions sub- $\lambda$  avec les ondes électromagnétiques<sup>2</sup> (voir partie 2.2.1 pour plus de détails).

Ce type de composant a été largement étudié et développé pour la réalisation des cavités de haute finesse afin remplacer les DBR conventionnel des VCSELs monolithiques[Boutami 2007, Huang 2007]. Grâce à la maturation de ce type de composant, *M. Seghilani et. al* ont démontré un miroir de Bragg hautement réfléchissant intégrant un profil de phase parabolique réalisé à l'aide d'un cristal photonique (appelé aussi miroir à cristaux photoniques) [Seghilani 2014]. Ce miroir de dimension transversale finie fonctionne à faibles pertes et sans aberration. Il a été

1. Par exemple, un masque en forme de croix peut discriminer efficacement entre les modes LG<sub>02</sub> et le mode LG<sub>03</sub>, mais ne sera pas suffisant pour distinguer entre les modes LG<sub>02</sub> et le mode LG<sub>12</sub>.

2. Contrairement à un métamatériau, où la taille de la cellule élémentaire est sub-longueur d'onde, les cristaux photoniques sont généralement utilisés comme des structures à bande photonique interdite. Cependant, dans ce manuscrit, nous n'allons pas faire de différence d'appellation entre un métamatériau et un cristal photonique.

utilisé comme miroir externe pour un VeCSEL pompé optiquement émettant à  $1\mu m$  (figure 1.7).

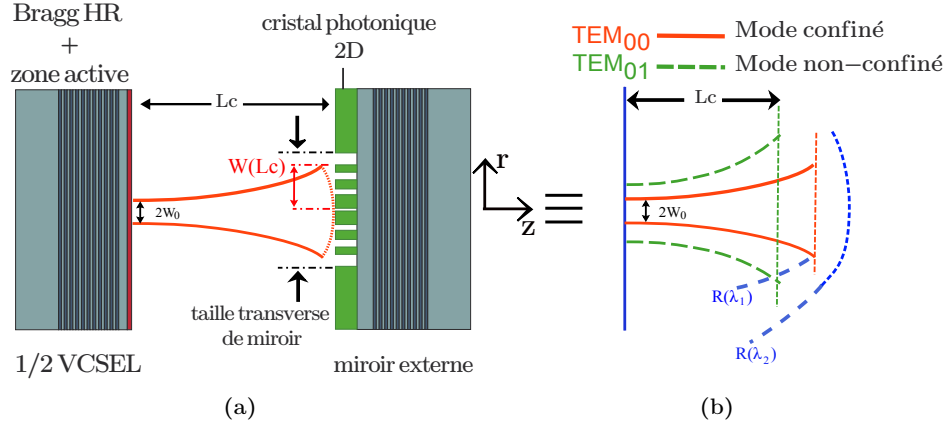


FIGURE 1.7 – a) Illustration schématique d'un VeCSEL avec un miroir externe à cristaux photoniques. – b) Résonateur équivalent intrinsèquement monomode : la dépendance de réponse du cristal photonique en longueur d'onde introduit naturellement un filtrage spectral. D'après [Seghilani 2014].

En effet, suivant l'approche de *Seghilani et. al*, il est théoriquement possible de concevoir des composants à base de cristaux photoniques avec des profils de phase transverse quelconques. Ainsi, en intégrant ce type de composant dans la structure 1/2 VCSEL, il est possible d'introduire des fonctionnalités comme le filtrage spectral et la stabilisation de la polarisation[Boutami 2007], ou encore de moduler la phase spatiale des modes du laser afin d'en sélectionner un seul.

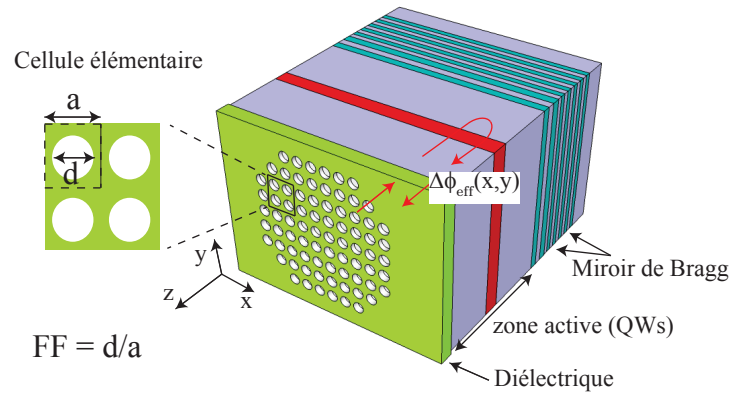


FIGURE 1.8 – Filtre avec un métamatériau fabriqué directement sur le 1/2 VeCSEL. La variation de phase transverse est liée à l'indice effectif local du métamatériau.

Le fonctionnement d'un miroir à cristal photonique est relativement simple à comprendre. Une couche diélectrique est rajoutée sur la surface d'un miroir de Bragg traditionnel puis gravée sur une grille périodique avec des trous de tailles

différentes. Sous certaines conditions, la couche de diélectrique se comporte comme un matériau avec un indice optique effectif qui peut être modulé dans la dimension transverse ( $n_{eff}(x, y)$ ). Ainsi, l'onde électromagnétique qui se propage dans la structure peut subir des variations de phase transverse  $\Delta\phi(x, y)$ , ou des pertes optiques par diffraction  $Loss(x, y)$ , non-uniformes spatialement. En effet, la structure va se comporter comme un miroir diffractif dont la variation de phase au retour dépend des épaisseurs et les indices optiques des différentes couches de matériaux ainsi que de la taille et la géométrie de la cellule élémentaire du métamatériau.

### Masque à cristaux photoniques intégré sur 1/2 VCSEL pour vortex optique

Les miroirs à cristaux photoniques présentent une solution technologique plus complexe mais plus complète que les masques métalliques pour contrôler à la fois la phase et le profil d'intensité des modes du VCSEL. Dans le contexte de ce manuscrit, nous allons intégrer des cristaux photoniques sur la structure 1/2 VCSEL afin de réaliser des discriminateurs de modes spatiaux (figure 1.10-a). Bien que cette technologie puisse remplacer les masques métalliques (plus simples), elle sera principalement exploitée pour la génération des vortex optiques.

Comme nous l'avons introduit plus haut, les modes vortex de même ordre radial  $p$  et de charge  $\pm m$  opposée sont dégénérés dans la cavité et leur profil d'intensité est exactement identique. En effet, la distribution de l'intensité d'un mode vortex est étroitement liée à sa charge topologique (son moment orbital). Dans le cas des modes  $LG_{0m}$  en forme d'anneau, leur occupation spatiale (autrement dit la taille de la singularité sur l'axe optique) augmente avec l'augmentation de la charge topologique. De plus, il a été montré que ces modes peuvent acquérir ou perdre le moment orbital (entier ou non-entier) en interagissant avec des structures diffractives intégrant une dépendance hélicoïdale de la phase spatiale [O'Holleran 2008, Yao 2011]. Ainsi, dans le VCSEL, on peut exploiter ces deux propriétés des vortex et introduire une perturbation de phase azimutale (perturbation de moment orbital) pour lever la dégénérescence des modes  $\pm m$ . Ce principe est illustré sur la (figure 1.9) pour les modes vortex  $LG_{0\pm 1}$ .

La brisure de symétrie se fait comme suit : à chaque aller-retour dans la cavité, les deux modes  $LG_{0\pm 1}$  subissent une perturbation de moment orbital notée  $+\Delta m\%$ , ainsi l'augmentation (diminution) de la charge topologique du vortex  $+m$  ( $-m$ ) va engendrer un élargissement (rétrécissement) spatial du mode et diminue (augmente) son interaction avec la perturbation. En effet, la simulation de la propagation des modes LG dans ce type de cavité « instable »<sup>1</sup> montre qu'après un certain nombre d'allers-retours (proportionnel à la finesse de la cavité), le vortex de charge  $+m$  finira sur un état stationnaire avec une interaction réduite avec la perturbation et garde une distribution d'intensité homogène. Au contraire, le vortex de charge  $-m$

1. Ce travail est en cours d'étude dans le cadre d'une autre thèse au sein de notre groupe de recherche. Les simulations utilisent un algorithme de Fox-Li pour résoudre les modes propres des cavités instables.

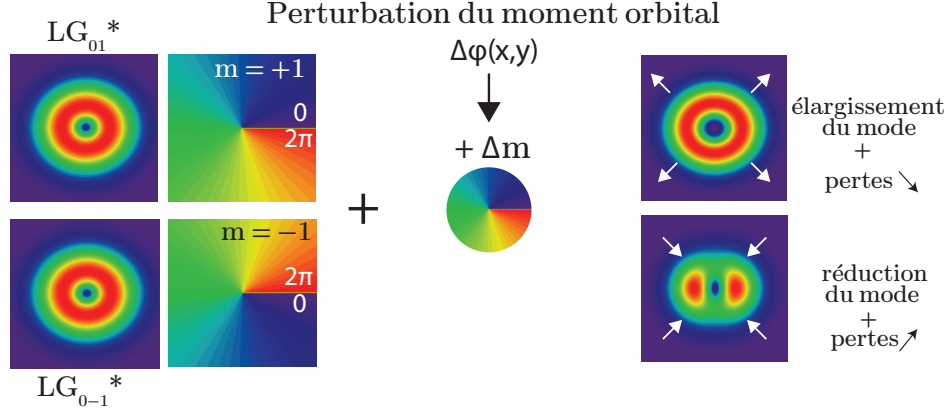


FIGURE 1.9 – Illustration schématique de l'utilisation d'une perturbation de moment orbital pour lever la dégénérescence des modes vortex de charge topologique opposée.

dont l'étalement spatial se rétrécit après chaque aller-retour continuera à subir la perturbation (plus de pertes par diffraction), et perd même sa distribution homogène d'intensité. En présence du milieu à gain, l'oscillation sera donc maintenue sur le mode ayant le gain net le plus important (moins de pertes par diffraction et plus d'homogénéité spatiale qui permet de mieux exploiter le gain disponible [Tamm 1988]).

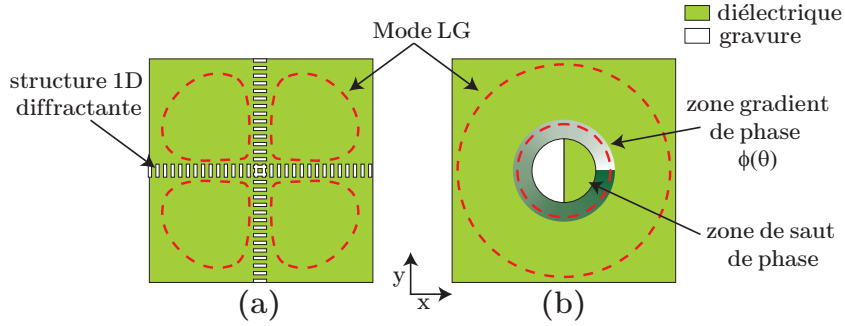


FIGURE 1.10 – Illustration schématique du concept de filtre de mode réalisé avec un métamatériau. – a) Pour le mode  $LG_{02}$  dégénéré : les pertes sont induites par une structure diffractive remplaçant entièrement le masque métallique. – b) Pour le mode  $LG_{02}^*$  non-dégénéré : une combinaison de filtrage par pertes et brisure de symétrie de moment orbital.

La figure (1.10), représente les deux configurations de masques qui seront développées au cours de ce travail. Pour les modes LG dégénérés, nous allons utiliser des géométries de masque similaires à celles des filtres en métal en remplaçant les zones absorbantes par des réseaux diffractants (figure 1.10-a). Pour sélectionner les modes  $LG_{0m}^*$  vortex avec une charge topologique  $m$  contrôlée, le sens du vortex est fixé par une perturbation de phase de dépendance azimutale  $\phi(\theta)$  qui va servir à

lever la dégénérescence entre les deux modes de charges opposées, et une zone de fortes pertes est rajoutée sur l'axe de la cavité pour rejeter le mode  $TEM_{00}$  (figure 1.10-a).

Enfin, on note que l'utilisation d'une cellule élémentaire avec des trous rectangulaires peut engendrer une anisotropie dans la structure. Les propriétés du métamatériau peuvent présenter une dépendance à la polarisation de la lumière. Cela peut donc être mis à profit pour introduire une filtrage en polarisation. Ces propriétés ne seront pas exploitées dans ce document.

## 1.4 Equations de Maxwell-Bloch et dynamique des modes transverses du VeCSEL

### 1.4.1 Équation générale de Maxwell-Bloch

La dynamique des lasers s'intéresse à l'étude de l'interaction du champ électrique, exprimé en termes de modes de la cavité,  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$  avec le milieu amplificateur. En effet, le champ électrique induit dans la matière, à travers la population des atomes actifs<sup>1</sup>  $n$ , une polarisation macroscopique  $\vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t)$  qui est à son tour une source pour le champ électrique. Cette influence mutuelle va définir les propriétés spatiales, spectrales et temporelles du rayonnement laser.

La dynamique d'un laser est régie par les processus de relaxation des trois grandeurs  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t)$  et  $n$  auxquelles on associe trois temps de relaxation qui sont respectivement, la durée de vie du photon dans la cavité  $\tau_{ph} = 1/\gamma_{ph}$ , le temps de cohérence du moment dipolaire  $\tau_{coh} = 1/\gamma_{\perp}$ , et la durée de vie de l'inversion de population  $\tau_{niv} = 1/\gamma_{\parallel}$ . Dans le cas d'un milieu à gain homogène,  $\gamma_{\perp}$  fixe la largeur spectrale de la courbe de gain ( $\Gamma_{hom} = \gamma_{\perp}/2\pi$  en Hz)[E.Siegman 1986].

La dynamique d'un laser est décrite par un jeu d'équations non-linéaires appelées équation de Maxwell-Bloch, où le champ est décrit classiquement (équations de Maxwell) et la matière est décrite quantiquement (équations de Bloch). Ces équations modélisent l'évolution temporelle et les couplages qui existent entre le champ électrique, la polarisation du milieu et l'évolution de l'inversion de population.

Dans ce qui va suivre, on suppose que l'approximation de l'enveloppe lentement variable est valable à la fois pour le champ électrique total et pour la polarisation macroscopique du milieu (les constantes dynamiques de système  $\{\gamma_{\parallel}, \gamma_{ph}, \gamma_{\perp}\} \ll$  fréquence optique  $\omega$ ). Elles peuvent s'exprimer comme suit :

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left( \vec{E}(\vec{r}, t)e^{-j\omega t} + c.c \right) \text{ et } \vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left( \vec{P}(\vec{r}, t)e^{-j\omega t} + c.c \right) \quad (1.5)$$

où  $\vec{E}$  et  $\vec{P}$  sont les enveloppes lentement variables du champ total dans la cavité et de la polarisation respectivement. L'enveloppe  $\vec{E}$  peut être décomposée sur la base

---

1. ou les porteurs dans le cas d'un semi-conducteur

spatiale orthogonale des modes propres  $\vec{U}_i$  de la cavité tels que<sup>1</sup> :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_i \vec{U}_i(\vec{r}) E_i(t) \exp(-j\Delta_i t) \quad (1.6)$$

où  $\vec{r}$  désigne les variables spatiales et  $\vec{U}_i = \tilde{u}_i(\vec{r}) \times \vec{x}_i$  sont les modes spatiaux propres du résonateur avec un état de polarisation suivant un vecteur unitaire  $\vec{x}_i$ . Les modes  $\vec{U}_i(\vec{r})$  satisfont l'équation de Helmholtz :

$$\left[ c^2 \nabla^2 + \varepsilon(\vec{r}) \omega_i^2 \right] \vec{U}_i(\vec{r}) = \vec{0} \quad (1.7)$$

où  $\omega_i$  est la fréquence de résonance de mode  $\vec{U}_i(\vec{r})$  de la cavité froide.  $\varepsilon(\vec{r})$  est la constante diélectrique qui peut dépendre de l'espace.  $\Delta_i = \omega_i - \omega$  est le décalage en fréquence du mode  $\tilde{u}_i(\vec{r})$  de la fréquence centrale de l'émission laser. Les modes  $\tilde{u}_i(\vec{r})$  satisfont la condition d'orthogonalité suivante :

$$\int_{V_c} \vec{U}_i(\vec{r}) \cdot \vec{U}_k^*(\vec{r}) d^3r = V_c \times \delta_{i,k} \quad (1.8)$$

où  $V_c$  est le volume de la cavité. Les termes temporels  $E_i(t)$  sont des enveloppes lentement variables pour chaque mode spatial. Ils sont donnés par :

$$E_i(t) = \exp(j\Delta_i t) \int_{V_c} \vec{U}_i^*(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) d^3r \quad (1.9)$$

Finalement, si l'on fait l'hypothèse d'un champ polarisé linéairement sur un seul axe  $x$  ou  $y$ , et un milieu isotrope<sup>2</sup>, les équations de Maxwell-Bloch peuvent s'écrire sous la forme suivante [E.Siegman 1986, Hodges 1997] :

$$\begin{aligned} \frac{dE_i(t)}{dt} = & -\frac{1}{2} \sum_k \gamma_{i,k} E_k(t) \\ & - j \frac{\omega}{2V_c \varepsilon} \int_{V_a} \vec{P}(\vec{r}, t) \cdot \vec{U}_i^*(\vec{r}) d^3r \times \exp(j\Delta_i t) \end{aligned} \quad (1.10a)$$

$$\frac{d\vec{P}(\vec{r}, t)}{dt} = -(\gamma_\perp + i\Delta_a) \vec{P}(\vec{r}, t) + j \frac{d^2}{\hbar} \Delta n \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.10b)$$

$$\frac{d\Delta n(\vec{r}, t)}{dt} = \rho(\vec{r}, t) - \gamma_e \Delta n(\vec{r}, t) - j \frac{1}{2\hbar} \left[ \vec{E}^* \cdot \vec{P} - c.c \right] \quad (1.10c)$$

où  $V_a$  est le volume actif.  $\Delta n$  est l'inversion de population,  $\Delta_a = \omega - \omega_a$ , et  $\rho(\vec{r}, t)$  est le taux de pompage par unité de volume.  $\Delta_i$  (resp.  $\Delta_a$ ) est le décalage de la fréquence du mode  $\tilde{u}_i(\vec{r})$  (resp. la valeur moyenne de la transition atomique  $\omega_a$ ) par rapport à la fréquence centrale.  $d$  est le moment dipolaire de la transition laser caractérisant l'interaction matière-rayonnement. Le terme d'amortissement d'une

1. Dans le cas général, cette formulation n'est rigoureuse que pour un laser pour lequel le milieu à gain remplit la cavité. Toutefois, la géométrie particulière du VeCSEL, avec un milieu à gain sub- $\lambda$ , fait que l'on peut l'utiliser malgré tout en deux dimensions. Cela est justifié plus loin dans le document (cf. § 1.4.2.1).

2.  $\vec{E}$  et  $\vec{P}$  sont colinéaires.

harmonique spatiale de champ dans (1.10a) tient compte des pertes non-uniformes  $\gamma(\vec{r})$  dans la cavité<sup>1</sup> qui peuvent coupler les différentes harmoniques du champ. Dans le cas général, les  $\gamma_{i,k}$  dépendent de temps. Ils sont définis comme suit :

$$\gamma_{i,k}(t) = \frac{1}{V_c} \times \int_{V_c} \gamma(\vec{r}) \vec{U}_i(\vec{r}) \cdot \vec{U}_k^*(\vec{r}) d^3r \times \exp(-j\Delta_{i,j}t) \quad (1.11)$$

On note que dans le cas où le système laser ne peut pas répondre aux battements entre les harmoniques spatiales, les termes  $\gamma_{i,k}$  pour  $i \neq k$  sont nuls, l'amortissement de chaque harmonique est constant dans le temps et il n'y a pas de couplage entre chaque harmonique spatiale via la distribution des pertes.

Les équations de Maxwell-Bloch constituent le point de départ pour analyser le comportement dynamique de la plus part des systèmes lasers. Dans le cas des lasers à semi-conducteur, les paramètres  $\varepsilon$ ,  $d$  et  $\Delta_a$  dépendent de la température. le système d'équations (1.10) doit donc inclure une autre équation pour résoudre la diffusion de la chaleur.

Dans les équations (1.10), la difficulté mathématique est de décomposer la polarisation et l'inversion de population sur une base spatiale propre adéquate (de préférence celle de modes spatiaux de la cavité) afin de pouvoir écrire le terme de source pour chaque harmonique du champ. Cette difficulté est liée au fait que dans la plus part des systèmes laser, le milieu à gain ne remplit pas la cavité, ainsi, une décomposition de  $\vec{P}$  et de  $\Delta n$  similaire à la décomposition du champ dans (1.6) donnerait des harmoniques spatiales qui ne sont pas lentement variables<sup>2</sup>[Hodges 1997]. Cette difficulté est à traiter au cas par cas pour chaque système laser.

La dynamique des lasers multimodes est généralement très complexe à cause du grand nombre de degrés de liberté. C'est pour cela que dans la littérature, les équations de Maxwell-Bloch ont souvent des formes légèrement différentes de celle 1.10, avec des degrés d'approximation différents.

#### 1.4.1.1 Equation de Maxwell-Bloch monomode : classes dynamiques des lasers

Dans le cas le plus simple du laser monomode, les équations (1.10) intégrées spatialement se simplifient à la forme suivante<sup>3</sup> :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\gamma_{ph}}{2}E + j\eta\frac{\omega}{2\varepsilon}P \quad (1.12a)$$

$$\frac{dP}{dt} = -\left(\frac{\gamma_{\perp}}{2} - j\delta_a\right)P - j\frac{d^2}{\hbar}E\Delta n \quad (1.12b)$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \rho - \gamma_e\Delta n - \frac{j}{2\hbar}(E^*P - EP^*) \quad (1.12c)$$

où  $\eta = V_a/V_c = 1$  dans le cas où le milieu à gain remplit la cavité optique.

1. Cela brise l'orthogonalité des modes telle qu'elle est définie dans (1.8).

2. L'approximation de l'enveloppe lentement variable pour chaque harmonique de  $\vec{P}$  et  $\Delta n$  n'est plus valable.

3. On fait le choix de  $\omega = \omega_{\text{laser}}$

Un laser peut donc être considéré comme un système dynamique gouverné par trois constantes de relaxation  $\gamma_{\perp}$ ,  $\gamma_{ph}$  et  $\gamma_e$ . En effet, ces trois constantes vont définir la réponse du système aux perturbations externes et la manière dont les différents degrés de liberté  $[\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{P}}, n]$  vont rejoindre un état d'équilibre s'il existe. Les lasers sont classés dans quatre familles suivant le rapport entre  $\gamma_{\perp}$ ,  $\gamma_{ph}$  [Khanin 2005] :

- **Classe A** :  $\gamma_{ph} \ll \gamma_e, \gamma_{\perp}$  (1 degré de liberté)

Le milieu amplificateur suit adiabatiquement les variations du champ dans la cavité. Les variables associées au milieu peuvent être éliminées. La transition qui mène à l'établissement de l'intensité laser dans la cavité suit un régime apériodique : ce système ne présente pas de fréquence de résonance. C'est généralement le type de dynamique que l'on obtient dans un VeCSEL en cavité longue (>mm) ou encore dans un laser à gaz atomique ou à colorant.

- **Classe B** :  $\gamma_e \ll \gamma_{ph} \ll \gamma_{\perp}$  (2 degrés de liberté)

Seule la polarisation suit adiabatiquement le champ et c'est la seule variable éliminée dans les équations. C'est la classe la plus rencontrée dans les systèmes lasers ; Elle comprend les lasers solides, les VeCSEL en cavité très courte, les VCSELs monolithiques, les diodes lasers à émission par la tranche et les gaz moléculaires ( $\text{CO}_2$ ). Dans ce type de laser, l'établissement de l'intensité laser peut être oscillatoire. Ce système présente donc une fréquence de résonance (fréquence des oscillations de relaxation).

- **Classe C** :  $\gamma_{ph} \sim \gamma_{\perp}$  (3 degrés de liberté)

Dans cette classe, aucune variable ne peut être éliminée. Elle comprend les lasers à gaz émettant dans l'infrarouge lointain. La dynamique de ces systèmes peut être très complexe voire chaotique vu le nombre de degrés de liberté.

- **Classe D** :  $\gamma_{ph} \gg \gamma_e, \gamma_{\perp}$  (2 degrés de liberté)

Ici, le champ peut être éliminé, il ne reste que les variables du milieu amplificateur. Cette classe ne concerne que quelques type de MASERS.

#### 1.4.2 Equations dynamiques de Maxwell-Bloch des modes transverses

Nous allons maintenant établir les équations du laser multimode transverse dans le cas du VeCSEL. Le but est d'étudier l'évolution du régime transitoire multimode et comment on peut atteindre ou pas un régime laser stationnaire sur un seul état



de la lumière. En effet, à l'allumage du laser, la courbe du gain contient un grand nombre de modes (sur tous les axes de la lumière : longitudinal, transverse et état de polarisation, figure 1.11). Il est donc très compliqué d'étudier la dynamique du

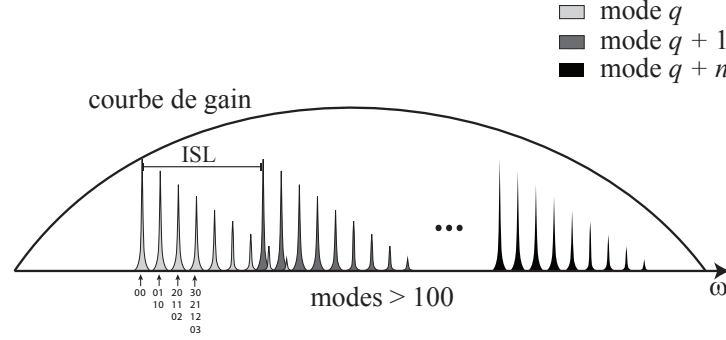


FIGURE 1.11 – Illustration du nombre de modes présent dans la courbe de gain dans un VeCSEL. Ici on représente les modes longitudinaux et transverses sur un seul état de polarisation linéaire.

laser sur tous les axes de la lumière en un seul modèle. On va donc simplifier au maximum le problème avec les hypothèses suivantes :

1. La polarisation du milieu  $\vec{\mathcal{P}}$  est à l'état stationnaire ( $\frac{d\vec{\mathcal{P}}}{dt} = 0$ ), c'est à dire que nous sommes dans le cas d'un laser de classe A ou B.
2. Le VeCSEL est en cavité courte  $L_c < 10mm$ . Dans ce cas, tout phénomène rapide à des fréquences de battement entre modes  $\Delta_{i,j} > \tau_{niv}^{-1}$  est négligé. En effet, si ces modulations tombent dans la bande passante du milieu à gain, ce dernier va coupler d'une manière non-linéaire les modes entre eux. Cet effet est appelé mélange à quatre onde [Garnache 2007, Yamada 1989].
3. Le VeCSEL est en cavité linéaire et toutes les ondes résonantes sont spatialement en phase sur les puits quantiques. Il n'existe pas de « spatial hole burning longitudinal ». En plus, le milieu à gain est très petit devant  $\lambda$ , nous pouvons donc considérer qu'il n'y a pas d'inhomogénéité spatiale de l'inversion de population suivant l'axe de propagation. Ainsi, on peut supposer que la compétition des modes transverses se fait sur un plan dans l'espace (Le plan de la zone active dont on néglige l'épaisseur).
4. Le laser oscille sur plusieurs modes transverses, mais chaque mode transverse oscille sur un seul mode longitudinal. Cela est équivalent à dire que la dynamique des modes transverses est indépendante de celle des modes longitudinaux. Cette hypothèse forte sera justifiée ultérieurement dans le document (§1.4.2.3).
5. Dans le cas où les pertes optiques ne sont pas uniformes spatialement dans la cavité (par exemple : présence d'un filtre de modes transverses en métal), les battements entre modes transverses à des fréquences  $\Delta_{i,k}$  peuvent induire une modulation temporelle des pertes optiques (1.11). On suppose que les

modes qui sont pertinents pour notre analyse ont de faibles pertes, telles que la condition  $\Delta_{i,k} \gg \tau_{ph}^{-1}$  est vérifiée<sup>1</sup>. Cela nous permet de négliger la dépendance temporelle des taux de pertes pour chaque mode et permet aussi de considérer que les pertes sont stationnaires et peuvent être moyennées sur le volume du mode (figure 1.13).

6. Nous supposons que les états de polarisation possibles pour le laser sont linéaires. Il est donc possible d'étudier la dynamique du laser sur chaque état de polarisation indépendamment.

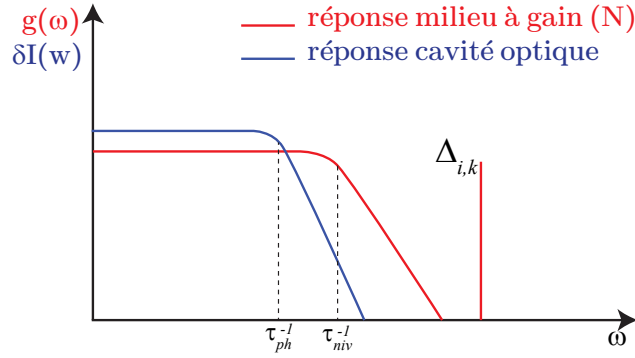


FIGURE 1.12 – Illustration schématique de la réponse dynamique du milieu à gain et de la cavité optique pour un laser de classe A. Au premier ordre, tous les phénomènes rapides au delà de la bande passante du système laser peuvent être négligés ( $\Delta_{i,k} \gg \{\tau_{ph}^{-1}, \tau_{niv}^{-1}\}$ ). Les échelles sont arbitraires.

Ces hypothèses sont équivalentes à dire que la dynamique des modes transverses du VeCSEL est complètement indépendante de la dynamique longitudinale et celle de la polarisation. Ces hypothèses et leur domaine de validité seront discutés dans la partie § 1.4.2.3.

#### 1.4.2.1 Modèle de la dynamique des modes transverses

Au dessus de la transparence, nous assimilons le milieu à gain à semi-conducteur à un système à deux niveaux avec une inversion de population  $\Delta n$ . La polarisation du milieu étant à l'état stationnaire (classe A,B), l'équation de (1.10b) permet d'écrire :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) \simeq -j \frac{d^2}{\hbar \gamma_{\perp}} \frac{1}{1 + j \Delta_a / \gamma_{\perp}} \Delta n \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.13)$$

En remplaçant l'expression de  $\vec{P}$  dans l'équation du champ et de l'inversion de

---

1. Dans la pratique, cette condition est toujours vérifiée pour un VeCSEL avec une cavité de quelques *mm* de longueur. Le gain disponible est souvent limité à quelques % ce qui impose l'utilisation de cavités laser de haute finesse.

population, il vient :

$$\begin{aligned} \frac{dE_i(t)}{dt} = & -\frac{1}{2} \sum_k \gamma_{i,k} E_k(t) \\ & + \frac{B^*(\omega)}{2} \int_{V_a} \Delta n \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{U}_i^*(\vec{r}) d^3r \times \exp(j\Delta_i t) \end{aligned} \quad (1.14a)$$

$$\frac{d\Delta n(\vec{r}, t)}{dt} = \rho(\vec{r}, t) - \gamma_e \Delta n(\vec{r}, t) - \frac{d^2}{2\hbar^2 \gamma_\perp} \frac{1}{(1 + \alpha_h^2)} |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2 \Delta n(\vec{r}, t) \quad (1.14b)$$

où  $B^*(\omega)$  est un terme de gain complexe lorentzien donné par :

$$B^*(\omega) \equiv \frac{2\omega d^2}{\varepsilon \hbar \gamma_\perp V_c} \frac{1}{1 + \alpha_h^2} (1 + j\alpha_h) \quad (1.15)$$

avec  $\alpha_h \equiv \Delta_a / \gamma_\perp$  est le facteur de Henry.

Les équations de la dynamique laser données par (1.14) sont encore relativement générales. On peut les simplifier encore en tenant compte des spécificités du VeCSEL. En effet, la distribution du champ optique est quasi-constante suivant  $z$  sur les puits quantiques (3<sup>ème</sup> hypothèse). Étant donné l'épaisseur des puits quantiques  $L_{QW} \ll \lambda$  (le milieu à gain est une fonction en  $z_0 = 0$ ), l'intégration des variables spatiales dans (1.14) suivant  $z$  dans le milieu actif se simplifie ainsi :

$$\int_{V_a} \tilde{X}_i(\vec{r}) d^3r = L_a \int_{A_a} \tilde{X}_i(\vec{r}) d^2r \Big|_{z=z_0} \quad (1.16)$$

où  $A_a$  est l'aire du milieu actif et  $L_a \equiv N_{QW} \times L_{QW}$ . Ainsi, dans notre cas, il est acceptable d'exprimer les variables spatiales dans la base des modes de Laguerre-Gauss dégénérés définis dans l'équation (1.3), évaluée dans le plan des puits ( $z = 0$ ). On a donc <sup>1</sup> :

$$\tilde{u}(r, \theta) \equiv \tilde{u}_{pm}(r, \theta, z = 0) = \Phi_{pm}(r, \theta) \quad (1.17)$$

On note aussi que les termes rapides à des fréquences  $\Delta_{i,j}$  <sup>2</sup> qui interviennent dans le terme source du champ, les pertes optiques de chaque harmonique spatiale et l'inversion de population peuvent être négligées (hypothèse de cavité courte à finesse  $\gg 1$ ). Ainsi, les équations de la dynamique des modes transverses dans le VeCSEL à cavité courte, intégrées sur l'axe  $z$  s'écrivent comme suit :

$$\frac{dE_i(t)}{dt} = -\frac{1}{2} \gamma_i E_i(t) + E_i(t) \times \frac{B^*(\omega)}{2} L_a \int_{A_a} \Delta n |\Phi_i(r, \theta)|^2 dA \quad (1.18a)$$

$$\frac{d\Delta n(\vec{r}, t)}{dt} = \rho(\vec{r}, t) - \gamma_e \Delta n(\vec{r}, t) - \frac{d^2}{2\hbar^2 \gamma_\perp} \frac{1}{(1 + \alpha_h^2)} \sum_k |E_k(t)|^2 \Delta n(\vec{r}, t) \quad (1.18b)$$

où  $dA = r dr d\theta$ .

1. Ici  $r$  est la variable des coordonnées cylindriques.

2. provenant du terme  $\vec{E}(\vec{r}, t) \times \exp(j\Delta_i t)$  dans l'équation de champ et le terme  $\vec{E}^* \vec{E}$  dans l'équation de l'inversion de population.

On fait aussi l'hypothèse que l'inversion de population  $\Delta n$  et la distribution de pompage  $\rho(\vec{r}, t)$  peuvent se décomposer comme suit :

$$\Delta n(t, r, \theta) \simeq \sum_k n_k(t) \Phi_k(r, \theta) \quad (1.19)$$

$$\rho(t, r, \theta) \simeq \sum_k \rho_k(t) \Phi_k(r, \theta) \quad (1.20)$$

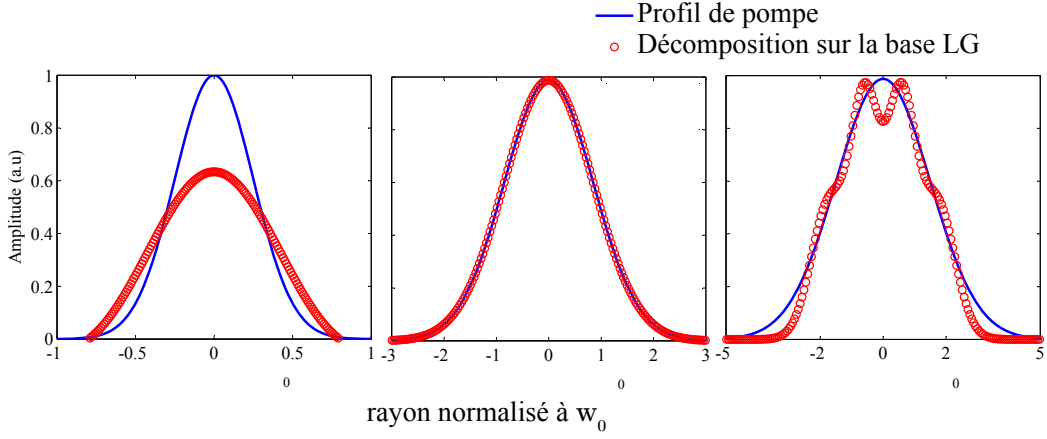


FIGURE 1.13 – Exactitude de la décomposition d'une pompe gaussienne sur la base de modes LG. De gauche à droite :  $w_p/w_0 = 0.5, 1.7$  et  $3$ .

On note que cette décomposition de la pompe est précise pour un profil de pompage de symétrie circulaire assez lisse (typiquement gaussien), et de taille proche du mode fondamental de la cavité ( $\sim 1$  à  $2$  fois la taille du mode fondamental). Les harmoniques de  $N$  et de  $P$  sont donc données par :

$$n_k(t) = \iint \Delta n(t, r, \theta) \Phi_k(r, \theta) dA \quad (1.21)$$

$$\rho_k(t) = \iint \rho(t, r, \theta) \Phi_k(r, \theta) dA \quad (1.22)$$

Enfin, pour exprimer l'évolution temporelle de chaque harmonique spatiale de  $\vec{E}$ ,  $\Delta n$  et  $\rho(\vec{r})$ , on intègre les équations (1.18) en utilisant les décompositions de  $\vec{E}$ ,  $\Delta n$  et  $\rho(\vec{r})$  données par (1.6), (1.19) et (1.20). Les équations du laser pour le VeCSEL deviennent donc :

$$\frac{dE_i(t)}{dt} = -\frac{\gamma_i}{2} E_i(t) + \frac{B^*(\omega_i)}{2} E_i(t) V_a \sum_k n_k(t) C_{ik} \quad (1.23a)$$

$$\frac{d\Delta n_i(t)}{dt} = \rho_i(t) - \gamma_e \Delta n(t) - \frac{d^2}{2\hbar\gamma_\perp} \frac{1}{(1 + \alpha_h^2)} \sum_k \sum_l |E_k(t)|^2 n_l(t) C_{kli} \quad (1.23b)$$

où  $\gamma_i$  est le taux de pertes pour le mode  $E_i$ , indépendant de temps. On a introduit les coefficients  $C_{ik}$  qui traduisent les effets de saturation du gain disponible pour

un mode  $E_i$  induite par la présence de tous les autres modes transverses (« self-saturation » et « cross saturation » [E.Siegman 1986]). On a également introduit les coefficients  $C_{kli}$  qui traduisent la contribution de tous les modes transverses pour dépeupler l'inversion de population d'une harmonique spatiale.  $C_{ik}$  et  $C_{kli}$  sont donnés par :

$$C_{ik} = \iint |\Phi_i|^2 \Phi_k dA \quad (1.24)$$

$$C_{kli} = \iint |\Phi_l|^2 \Phi_k \Phi_i dA \quad (1.25)$$

#### 1.4.2.2 Équations de la dynamique des modes transverses en nombre de photons

Les équations du laser (1.23) peuvent être écrites sous une forme plus intéressante en terme de nombre de photons dans la cavité (dans chaque mode spatial) et en nombre des porteurs à l'état excité dans le milieu à gain. On pose donc  $N_k(t) = V_a \times n_k(t)$  et  $P_i(t) = V_a \rho_i(t)$ . On définit le nombre de photons dans un mode spatial comme [E.Siegman 1986] :

$$I_i(t) = V_c \times \frac{\varepsilon}{2\hbar\omega_i} |E_i(t)|^2 \quad (1.26)$$

Ensuite, et pour tenir compte des fluctuations du nombre de photons à cause de l'émission spontanée et les fluctuations des porteurs à cause de la nature aléatoire des processus de génération/recombinaison, on introduit, d'une manière phénoménologique, les forces de Langevin  $F_{I_i}$  pour les photons et  $F_{N_i}$  pour l'inversion de population dans les équations du laser<sup>1</sup> (valable pour un grand nombre de photons et de porteurs [Lax 1967]).

Finalement, les équations de la dynamique des modes transverses s'écrivent comme suit :

$$\frac{dI_i}{dt} = B_i \sum_k N_k C_{nk} (\xi + I_i) - \gamma_i I_i + F_{I_i} \quad (1.27a)$$

$$\frac{dN_i}{dt} = P_i - \gamma_e N_i - \sum_{l,k} B_l I_l N_k C_{lki} + F_{N_i} \quad (1.27b)$$

$$\frac{d\varphi_i}{dt} \equiv \omega - \omega_i = -\frac{\alpha_h}{2} B_i \sum_k N_k C_{ik} + F_{\varphi_i} \quad (1.27c)$$

avec  $B_i$  le taux d'émission stimulée dans le mode  $E_i$ .  $\xi$  est le facteur d'émission

---

1. Sans perte de généralité, les forces de Langevin peuvent être introduites directement dans les équations générales (1.23) du laser.

spontanée. Les forces de Langevin s'écrivent comme suit [Henry 1983] :

$$\langle F_{N_n}(t) F_{N_n}(t') \rangle = 2(\gamma_n \xi I_n + \gamma_e N_n) \delta(t - t') \quad (1.28a)$$

$$\langle F_{I_n}(t) F_{I_n}(t') \rangle = 2\gamma_n \xi I_n \delta(t - t') \quad (1.28b)$$

$$\langle F_{\varphi_n}(t) F_{\varphi_n}(t') \rangle = \frac{\gamma_n \xi}{2 I_n} \delta(t - t') \quad (1.28c)$$

$$\langle F_{I_n}(t) F_{N_n}(t') \rangle = -2\gamma_n \xi I_n \delta(t - t') \quad (1.28d)$$

$$\langle F_{I_n}(t) F_{\varphi_n}(t') \rangle = 0 \quad (1.28e)$$

$$\langle F_{N_n}(t) F_{\varphi_n}(t') \rangle = 0 \quad (1.28f)$$

où  $\langle \rangle$  représente l'opérateur valeur moyenne temporelle et  $\delta(t)$  est la fonction de Dirac.

On est donc en présence d'une dynamique multimode très compliquée. L'état stationnaire du laser dépend fortement de l'inhomogénéité spatiale du gain induite à cause du spatial hole burning transverse et de la condition de pompage (taille et profil) à travers les harmoniques  $P_n$ .

#### Les termes $B_i$ pour un VeCSEL

Les termes d'émission stimulée  $B_i$  tiennent compte de la position spectrale du mode  $i$  par rapport au maximum de la courbe de gain. Dans la cas d'un gain homogène de forme lorentzienne,  $B_i$  s'exprime comme suit :

$$B_n = \frac{B_0}{1 + \left( \frac{\omega - \omega_n}{\gamma_{\perp}} \right)^2} \quad (1.29)$$

où  $B_0$  peut s'écrire sous la forme suivante :

$$B_0 = \frac{c}{\pi w_0^2 L_c} \times \frac{dg}{dn} \quad (1.30)$$

où  $dg/dn$  est le gain différentiel (section efficace de la transition laser). Pour le VeCSEL, la valeur de  $B_0$  est encore amplifiée par le facteur de résonance de la structure 1/2 VCSEL  $\Gamma_z$  (§ 1.2.3.2). On a typiquement  $\gamma_{\perp} \simeq 12$  THz. Ainsi, pour les modes de la figure 1.4 (cavité plan concave avec  $L_c = 8mm$  et  $R_c = 10mm$ ),  $B_i$  reste quasiment constant entre deux modes transverses adjacents et  $\Delta B_i/B_0$  est de l'ordre de  $10^{-5}$  pour deux modes longitudinaux adjacents. En effet, pour un VeCSEL émettant sur le mode fondamental TEM<sub>00</sub>, cette légère courbure de spectre du gain peut être suffisante pour garantir une émission mono-fréquence à l'état stationnaire du laser [Garnache 2007].

### Les termes $\gamma_i$ : cas du VeCSEL avec filtre de mode spatial

Dans le cas du VeCSEL, les modes transverses sont filtrés à l'aide des masques de pertes non uniformes spatialement et directement intégrés sur la puce semi-conductrice (§ 1.3.1). On définit donc  $\gamma_n$  comme étant le taux de pertes moyennées sur l'aire du mode  $n$ . Si on suppose que les pertes sont introduites par des masques dont l'épaisseur est très faible devant  $\lambda$ ,  $\gamma_n$  peut être calculé comme suit :

$$\gamma_n = \frac{c}{2L_c} \times \frac{\int_A [T_{oc} + 2L_c \Gamma_z \text{Loss}(r, \theta)] (r, \theta) |\tilde{u}_n(r, \theta)|^2 dA}{\int_A |\tilde{u}_n(r, \theta)|^2 dA} \quad (1.31)$$

où  $T_{oc}$  est la transmission du miroir de sortie,  $\text{Loss}(r, \theta)$  est la distribution de pertes dans le plan transverse.  $\Gamma_z$  est introduit ici pour tenir compte de la position en  $z$  des masques par rapport au profil de l'onde stationnaire du champ. Il est clair que le filtre de mode aurait un effet maximal (réduit) si il coïncidait avec un ventre (nœud) de champ.

On note que le modèle de la dynamique développé dans cette partie ne tient pas compte de la phase à l'origine de modes. Pourtant, cette phase fixe la position (dans le plan transverse) des lobes du profil transverse de modes  $\text{LG}_{pm}$  dégénérés ou encore la position du saut de phase dans le cas du vortex. Cependant, le modèle néglige les battements entre modes transverses, on peut donc considérer que les modes vont choisir une phase à l'origine de sorte à minimiser les pertes, ce qui définira le seuil laser pour le mode qui va laser. Ainsi, dans l'équation (1.31),  $\gamma_n$  est implicitement minimisé par rapport aux variables de l'espace  $(r, \theta)$ .

#### 1.4.2.3 Discussion sur la validité du modèle

En toute rigueur, le champ dans les équations de (1.10) devrait être la combinaison linéaire de tous les états possibles de la lumière dans la cavité. Une description plus correcte de ce champ serait <sup>1</sup> :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{l,n} \vec{U}_{l,n}(\vec{r}) E_{l,n}(t) \exp(-j\Delta_{l,n}t) \quad (1.32)$$

où les indices  $l, n$  désignent les états de polarisation possibles du champ dans la cavité. Le terme  $\Delta_{l,n}$  est défini comme  $\Delta_{l,n} = \omega - \omega_{l,n}$ , avec  $\omega_{l,n}$  la fréquence de résonance du mode  $\text{LG}_{pm}$ , différente sur chaque polarisation à cause de la biréfringence. Celle-ci est donnée par (1.4). C'est ce champ total qui interagit avec le milieu à gain. Ainsi, le champ donné par (1.6) et le modèle qui suit (1.23) supposent implicitement l'hypothèse forte que la dynamique des modes transverses évolue indépendamment de la dynamique des modes longitudinaux et des modes de

1. Pour alléger l'écriture, nous n'allons pas écrire explicitement la dépendance de la fréquence de résonance au numéro du mode spatial ou à son ordre longitudinal.

polarisation (laser multimode uniquement spatialement). Il est donc nécessaire de vérifier la validité de cette hypothèse.

Premièrement, l'interaction lumière-matière se fait à travers la polarisation atomique du milieu. Cette dernière couple de manière non-linéaire<sup>1</sup> tous les modes d'oscillation possibles du champ (longitudinalement, transversalement et en polarisation) entre eux, donnant des battements à des fréquences  $\Delta\omega = \Delta_{qpm} - \Delta_{q'p'm'}$ . Dans le cas où  $\Delta\omega < \gamma_e$ , le milieu à gain répond par une auto-modulation en faisant coupler les modes entre eux à travers la redistribution de l'énergie (mélange à quatre ondes ou FWM pour Four wave Mixing [Yamada 1989]). La présence de ces effets non-linéaires pourrait empêcher le fonctionnement mono-fréquence et rend impossible la séparation du comportement dynamique des modes transverse de celle des modes longitudinaux et de celle des modes de polarisation.

Dans le cas du VeCSEL pour lequel  $L_c \ll$  dizaine de cm, l'effet du FWM est fortement amorti car  $\Delta\omega > \{\gamma_e, \gamma_{ph}\}$ . Ainsi, l'évolution de l'intensité d'un mode pendant le transitoire « multimode » du laser est principalement dictée par le gain disponible à chaque mode. La dynamique du VeCSEL s'approche donc de celle d'un laser à gain homogène idéal. Le FWM n'intervient que comme un terme de perturbation une fois le laser à l'état stationnaire. Là encore, le FWM ne perturbe pas l'état stationnaire si on peut négliger la dispersion de la vitesse de groupe dans la cavité [Garnache 2007].

Ensuite, pour pouvoir étudier la dynamique du laser sur les trois axes (longitudinal, transverse et état de polarisation) séparément, il faut comparer les temps caractéristiques de construction de l'intensité laser pour chaque cas. En effet, l'intensité laser se construit d'une manière exponentielle à partir de l'émission spontanée jusqu'à atteindre l'intensité de saturation dans un temps  $T_b \propto 1/\Delta g$ , où  $\Delta g$  est la différence entre le gain non saturé et les pertes totales la cavité [E.Siegman 1986]. Si on prend par exemple le cas du VeCSEL,  $\Delta g/g_{max}$  entre deux mode longitudinaux est de l'ordre de  $\sim 10^{-4}\%$  fixé par la courbure de gain,  $\Delta g/g_{max}$  entre les modes de polarisation linéaire est de l'ordre de  $\sim 10\%$  fixé par le dichroïsme de gain, et  $\Delta g/g_{max}$  entre deux modes transverses qui peut aller jusqu'à 100% (voire encore plus en présence des masques métalliques par exemple). Ainsi, on peut s'attendre à ce que le temps caractéristique de construction de l'intensité sur un mode transverse soit  $\sim 1$  ordre de grandeur inférieur à celui de la sélection de l'état de la polarisation, et  $\sim 6$  ordres de grandeur inférieur au temps nécessaire pour la sélection d'un mode longitudinal. *Il est donc raisonnable, lors de l'étude de la dynamique longitudinale, de considérer que la polarisation et le mode transverse sont à l'état stationnaire.*

En ce qui concerne la séparation de la dynamique transverse de celle de la polarisation : d'un point de vue des états possibles de polarisation de la lumière (dans notre cas considérée linéaire verticale ou horizontale) de nature vectorielle et dans

---

1. Il s'agit ici du terme  $B|E|^2$  dans les équations de l'évolution de  $\Delta N$ . La situation peut se compliquer encore plus si le champ est assez fort pour saturer la susceptibilité de milieu. Dans ce cas, le terme de gain  $\propto |E|^n$



un milieu à gain isotrope (au moins dans le plan transverse), il n'y pas de couplage possible entre les états transverse de la lumière et les états de polarisation. La dynamique des modes transverse et celle des modes de polarisation vont évoluer parallèlement sans aucun couplage, en dépeuplant un « réservoir » de porteurs unique. On peut affiner cette analyse en faisant référence au modèle de spin-flip [Mulet 2002, Balle 1999] : pour un VeCSEL (où  $L_c \sim 1$  à  $10\text{mm}$ ) les temps caractéristiques du laser  $\{\gamma_{\parallel}, \gamma_{ph}\}$  sont  $\ll \gamma_s$  avec  $\gamma_s$  taux d'échange de spin des porteurs. Ainsi cet effet dynamique est trop rapide et peut être éliminé adiabatiquement.

Ainsi, quel que soit le modèle choisi, dans le cadre du VeCSEL opérant avec des cavités de l'ordre de  $L_c \sim 1$  à  $10\text{mm}$  avec une finesse grande : on peut considérer que le temps caractéristique à l'établissement de l'état transverse du VeCSEL est du même ordre de grandeur que le temps d'établissement de l'état de polarisation, et il est très rapide devant le temps caractéristique d'établissement de l'état longitudinal. La dynamique des modes transverse peut donc se traiter indépendamment.

### Solution numérique au modèle de la dynamique des modes transverse

Pour la résolution numérique de modèle, nous allons écrire les équations réduites en nombre de photons dans chaque mode  $\mathcal{S}_n$  et pour les harmoniques spatiales  $D_n$  de l'inversion de population avec un temps normalisé  $\tau$  :

$$\mathcal{S}_n \equiv I_n / I_s, \quad (1.33a)$$

$$D_n \equiv N_n B / \gamma_0, \quad (1.33b)$$

$$\tau \equiv \gamma_e t. \quad (1.33c)$$

où on suppose un gain spectralement plat ( $B_n = B$ ) et  $I_s = \gamma_e / B$  est le nombre de photons (intensité) de saturation. On définit aussi le rapport dynamique  $R = \gamma_0 / \gamma_e$ . On écrit les pertes optiques sous forme  $\gamma_n = \gamma_0 \times q_n$  où  $q_n$  est une distribution de valeur minimale égale à 1.

On obtient le système suivant :

$$\frac{d\mathcal{S}_n}{d\tau} = R \left[ \sum_k D_k C_{nk} (\mathcal{S}_n + \chi) - q_n \mathcal{S}_n + f_{\mathcal{S}_n} \right], \quad (1.34a)$$

$$\frac{dD_n}{d\tau} = \eta \rho_n - D_n - \sum_{l,k} \mathcal{S}_l D_k C_{lkn} + f_{D_n}, \quad (1.34b)$$

$$\frac{d\varphi_n}{d\tau} = -\frac{\alpha}{2} R \sum_k D_k C_{nk} + f_{\varphi_n} \quad (1.34c)$$

où  $\chi = \xi / I_s$  et le taux d'émission spontanée normalisé.  $\rho_n$  sont les projections de la pompe normalisées et  $\eta$  désigne le taux de pompage normalisé tel que  $P_n = \eta \rho_n \gamma_0 A / B$ . Dans cette forme, les sources de Langevin seront modélisées par des générateurs numériques de bruit  $f_{\mathcal{S}_n}$ ,  $f_{D_n}$  et  $f_{\varphi_n}$ .

La dynamique du laser est simulée sur la figure (figure 1.14). Ici, on a supposé un VeCSEL avec une cavité de longueur  $L_c = 8mm$ ,  $T_{oc} = 1.2\%$ , une pompe gaussienne de taille  $w_p = w_0$  et aucun filtre de mode transverse (le seul filtrage entre modes est un filtrage spatial dû à la distribution de la pompe). Le transitoire de stabilisation de l'intensité suit celui d'un laser de classe A. Le laser atteint son état stationnaire transverse après un temps  $t_b$  de l'ordre de quelques durées de vie du photon dans la cavité soit  $\sim 10 - 20ns$ . Cela est donc très rapide si on le compare au temps caractéristique d'établissement du régime mono-fréquence longitudinal qui est de l'ordre de  $t_c = 0.3\mu s$ , donné par l'équation (1.45).

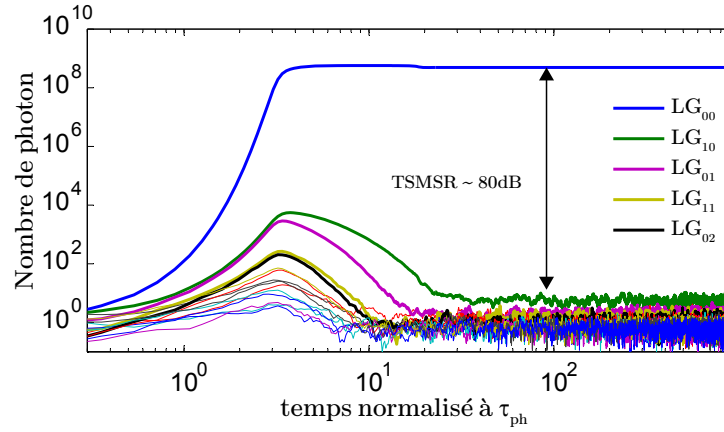


FIGURE 1.14 – Evolution temporelle de l'intensité des premiers modes transverses  $LG_{pm}$ . La pompe est gaussienne avec  $w_p = w_0$  et  $\eta = 18$ .  $\tau_{ph} \simeq 4.4 ns$

Cette simulation montre aussi que le laser atteint un état transverse mono-mode après un temps caractéristique  $T_t$  de quelque dizaine de durée de vie de photon ( $20 - 30ns$ ), définissant un TSMSR (Transverse Side Mode Suppression Ratio)<sup>1</sup> de l'ordre de  $> 80dB$  limité par le bruit de l'émission spontanée. Ceci est le cas du fonctionnement habituel des VeCSELs émettant sur le  $TEM_{00}$  où la stabilisation du mode fondamental repose uniquement sur le filtrage spatial induit par la taille de pompe.

En effet, l'augmentation de la taille de pompe peut exciter davantage les modes d'ordre supérieur (figure 1.15), la réjection des modes latéraux peut être diminuée et le laser mettra plus de temps pour atteindre la valeur de TSMSR stationnaire. Si la taille de pompe augmente suffisamment, le laser peut atteindre un régime transverse multimode. Ce dernier s'accompagne souvent d'un fonctionnement multi-fréquence longitudinal ce qui dégrade fortement la cohérence du laser.

Maintenant, pour stabiliser un mode d'ordre supérieur unique, l'utilisation d'un filtre de mode est inévitable dans le cas où le pompage est gaussien. La figure 1.16

1. On prend la valeur de  $T_t$  et TSMSR quand ce dernier prend sa valeur maximale à l'état stationnaire.

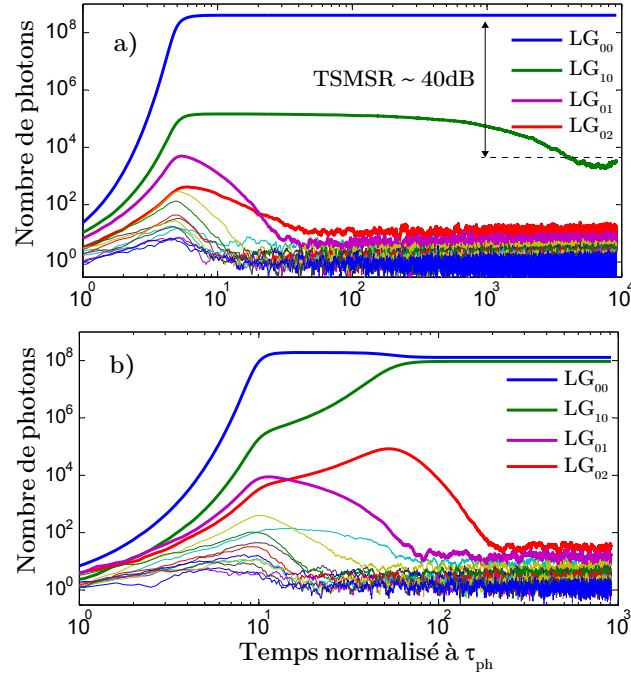


FIGURE 1.15 – Évolution temporelle de l'intensité des premiers modes  $LG_{pm}$  pour a)  $w_p = 1.3 \times w_0$  b)  $w_p = 1.7 \times w_0$ .

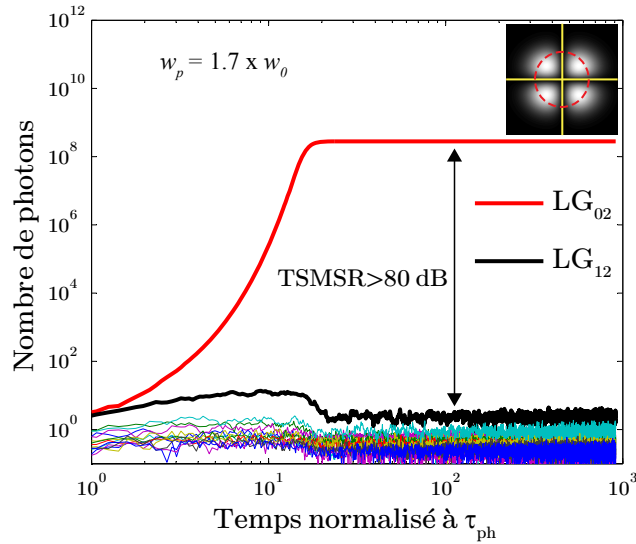


FIGURE 1.16 – Évolution temporelle de l'intensité de premiers modes  $LG_{pm}$  en présence d'un filtre métallique pour le mode  $LG_{02}$ . Encart : géométrie du masque.

montre la dynamique du VeCSEL où on a intégré un filtre métallique intra-cavité (sur la structure 1/2 VCSEL) de type « croix simple » dessiné pour stabiliser le mode LG<sub>02</sub>. On verra par la suite de ce document comment ce type de filtres est optimisé pour garantir cette fonction.

#### 1.4.2.4 Vers un fonctionnement bi-mode transverse

Comme nous l'avons vu précédemment, l'augmentation du rayon de pompe par rapport à celui de la cavité laser peut conduire à un fonctionnement multimode transverse, à savoir l'inévitable mode TEM<sub>00</sub><sup>1</sup> et d'autres modes d'ordre supérieur. Il est donc envisageable de concevoir un VeCSEL dont l'état stationnaire est bi-mode transverse. L'idée ici est d'associer la flexibilité de contrôle de la taille de pompe et la taille des modes de la cavité avec un filtre métallique adéquat pour favoriser le TEM<sub>00</sub> et un autre mode d'ordre supérieur d'une manière stable et déterministe (relation de phase déterministe entre modes). Cela est très intéressant pour la génération d'un rayonnement THz avec une technique de photo-mélange [Brown 1995]. En effet, cette technique repose sur la détection d'un battement entre deux faisceaux laser (en l'occurrence les deux modes transverses du même laser) par un photodétecteur très rapide. Le signal THz issu du mélangeur est égal à la différence de fréquence entre les deux faisceaux laser. Ainsi, un VeCSEL bi-mode est une bonne option pour la génération d'un rayonnement THz, que ce soit pour la compacité de la source THz ou la cohérence du rayonnement THz (les deux modes subissant les mêmes perturbations techniques, on peut s'attendre à une forte corrélation de phase entre les deux modes)<sup>2</sup>.

On note que la bande THz s'étale entre 0.1 et 10 THz, or les modes transverses d'un VeCSEL avec une cavité de quelques *mm* sont espacés de quelques GHz voire quelques dizaines de GHz, ce qui semble compromettre la possibilité d'atteindre un écart de fréquence de l'ordre du THz. La solution à ce qui paraît être un obstacle est que les modes transverses ne sont pas obligatoirement sur le même ordre longitudinal. En effet, dans le VeCSEL, le pompage crée un gradient de température transverse ( $\propto I_p$  et  $R_{th}$ , la résistance thermique de la structure 1/2 VCSEL). Ainsi, vu que les modes n'ont pas le même étalement spatial, la température moyenne vue par chaque mode est différente<sup>3</sup>. Le maximum de la courbe de gain vue par chaque mode sera donc décalé spectralement (pour une structure en GaAs, on a typiquement  $\Delta\lambda/\Delta T = 0.3nm K^{-1}$  [Laurain 2010a] ce qui donne par exemple un décalage de 1 *nm* ou 300GHz à 1 $\mu m$  pour seulement 3°C de différence de  $T^\circ$ ), et les deux modes vont laser sur deux ordres longitudinaux différents pour minimiser le seuil.

La figure 1.17 représente l'évolution temporelle de l'intensité des premiers modes jusqu'à atteindre un état stationnaire bi-mode. Dans cette simulation, nous exploi-

1. Dans le cas d'une pompe gaussienne

2. Cette technique est en cours d'étude au sein de notre laboratoire.

3. Plus on augmente la valeur de  $p$  pour le mode d'ordre supérieur, plus la différence de température moyenne est grande.

terons la même cavité que pour les simulations précédentes, mais nous avons inclus un filtre de mode en métal en forme de croix évidée en son centre de façon à minimiser les pertes pour les deux modes  $LG_{00}$  et  $LG_{02}$  afin de permettre leur coexistence à l'état stationnaire.

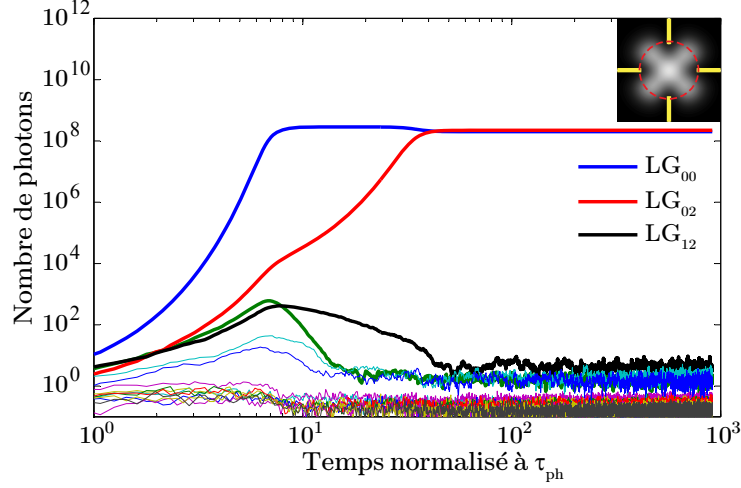


FIGURE 1.17 – Évolution temporelle de l'intensité des premiers mode  $LG_{pm}$  pour un VeCSEL bimode.  $w_p = 1.7 \times w_0$  ; Encart : géométrie de masque.

On note que ces simulations prédisent juste l'état stationnaire du laser au premier ordre, c'est à dire les modes forts qui vont laser. Cependant, la corrélation temporelle entre deux modes (phénomène d'anti-phase par exemple) ainsi que le comportement en bruit d'un tel système ne sont pas prédits. De plus, l'écart de fréquence entre les deux modes va dépendre de plusieurs facteurs qui sont la longueur de la cavité, la largeur de la courbe de gain, la distribution exacte du profil transverse de la température dans la structure 1/2 VCSEL et tous les phénomènes de filtrage spectral liés à la structure 1/2 VCSEL (effet de micro-cavité, dépôt anti-reflet ...).

## 1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné les bases théoriques sur lesquelles nous allons nous appuyer pour aborder la conception d'un VeCSEL émettant sur un mode transverse d'ordre supérieur de type Laguerre-Gauss.

Dans un premier temps, nous avons présenté les propriétés physiques des modes Laguerre-Gauss. Nous avons vu que les modes LG sont les états transverses propres du VeCSEL en cavité linéaire plan-concave, présentant une symétrie axiale. Nous avons vu que les modes LG non-dégénérés, plus précisément les modes  $LG_{0m}$  (où le profil d'intensité est en forme d'anneau) présentent une structure de phase transverse hélicoïdale qui les dotte d'un moment angulaire orbital. Une propriété très intéressante que se soit pour les études fondamentales (étude des vortex optique) ou pour les applications (pinces optiques). Cependant, dans la plupart des systèmes laser habituels présentant une certaine symétrie axiale, ces modes sont souvent dégénérés, prenant la forme de « pétale », et qui ont seulement le moment linéaire habituel des faisceaux lasers.

Ensuite, nous avons vu que les techniques utilisées dans la littérature pour générer ce type de faisceau, notamment les faisceaux vortex, sont basées sur la manipulation, *de manière passive*, d'un faisceau laser en extra cavité. Les méthodes les plus courantes sont l'utilisation des modulateurs de phase spatiale, ou les convertisseurs astigmatiques des modes Hermite-Gauss en Laguerre-Gauss. Néanmoins, ces méthodes restent très limitées en ce qui concerne la cohérence spatiale de faisceau généré. En ce qui concerne la génération active de modes LG vortex (intra-cavité), cela reste limité à quelques démonstrations utilisant des systèmes laser très encombrants, ou très contraignants au niveau technologique.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à la génération des modes LG dans le VeCSEL. Nous avons vu que la configuration de cavité stable, pratiquement vide, ayant les modes LG comme modes propres, permet d'insérer des filtres de modes spatiaux à faibles pertes afin de sélectionner un seul mode. Ces filtres seront intégrés directement sur la surface de la puce semi-conductrice, exploitant les techniques de fabrication des matériaux semi-conducteur, et auront comme but la modulation de l'amplitude et/ou la phase du gain net du milieu actif. Ainsi, nous avons suggéré deux types de filtres : des filtres en absorption, métallique, permettant une sélection efficace des modes LG, mais sans un contrôle complet de la phase (pas de contrôle de sens des modes LG vortex). Le deuxième type de filtre est basé sur l'inclusion d'un cristal photonique, fabriqué directement sur la puce 1/2 VCSEL, et qui donnera un contrôle plus complet sur l'intensité et la phase du mode LG généré. Plus particulièrement pour les modes  $LG_{0m}$  vortex, où la dégénérescence entre les deux sens du vortex  $\pm m$  est levée grâce à une perturbation de moment orbital de chaque faisceau, réalisée par une fonction de phase azimutale de forme  $e^{j\Delta m\theta}$ .

Pour valider, sur un plan théorique, le concept de VeCSEL avec des filtres intégrés pour la génération des modes LG, il fallait aborder l'étude de la dynamique des modes transverse. A partir des équations de Maxwell-Bloch générales, nous avons développé un modèle simplifié qui tient compte de la non-homogénéité des pertes de

la cavité et les effets de spatial hole burning spatial dans le milieu à gain. Nous avons montré que dans le cas général, la dynamique d'un tel système est compliquée, et fait intervenir des effets de couplage entre les différents modes du laser (que se soit les modes transverses, les modes longitudinaux ou les modes de polarisation) via les battements de l'inversion de population aux différences des fréquences de ces modes. Cependant, dans le cas du VeCSEL opérant avec des cavités courtes ( $< 10\text{ mm}$ ), de haute finesse, ces battements entre modes peuvent être négligés, conduisant à une dynamique plus simple, n'introduisant que des termes de couplage spatiaux liés à la distribution spatiale du profil du gain. Dans ce cas précis, la dynamique des modes transverses peut être découplée de celle des modes de polarisation et de celle des modes longitudinaux.

Finalement, nous avons montré qu'il est possible de concevoir un filtre de mode pour arriver à un état de laser bi-modes transverse. En exploitant le gradient thermique induit par le processus de pompage (qui conduit à une différence de longueur d'onde d'émission pour chaque mode) et compte tenu de la différence de l'étalement spatiale des deux modes, il est possible de générer un battement THz. Un VeCSEL opérant sur deux modes transverses peut alors être le cœur d'un composant THz très compact.

# Conception du VeCSEL Laguerre-Gauss

---

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la conception du VeCSEL pour une émission cohérente sur les modes de Laguerre-Gauss d'ordre supérieur. Nous ne considérons que les VeCSEL réalisés dans le système de matériaux GaAs pompé optiquement pour une émission à  $1\mu m$ . Dans un premier temps, nous commençons par donner un dessin typique d'une structure 1/2 VCSEL conventionnelle et les différents paramètres pertinents pour l'optimisation du fonctionnement laser. Ensuite, nous allons nous intéresser à l'incorporation des deux types de filtres de modes transverses discutés précédemment (métallique ou à base de métamatériau) et les répercussions relatives à chaque configuration sur le fonctionnement du laser.

## 2.1 Technologie 1/2 VCSEL avec des masques métalliques

Nous allons donner le design de la structure 1/2 VCSEL qui sera utilisée pour développer les filtres de modes transverses en métal. Nous allons donner les différents paramètres de la structure choisie. Ensuite, nous allons discuter les contraintes technologiques liées à ce design et ses répercussions sur les propriétés de l'émission laser.

### 2.1.1 Dessin de la structure 1/2 VCSEL résonante

La structure réalisée est basée sur une zone active à gain périodique résonant, à 5 puits quantiques avec contrainte compensée, de longueur  $4\lambda$  et un Bragg HR de 27.5 paires ( $R > 99.5\%$ ) (cf. § 1.2.2, 1.2.3). Le dessin détaillé de la structure est donné sur la figure 2.1. Les puits quantiques ont été distribués sur les ventres du champ de sorte que l'excitation des puits soit uniforme.

### 2.1.2 Conception des masques métalliques

Comme nous l'avons introduit au paragraphe § 1.3.1, la sélection d'un mode transverse unique peut être effectuée à l'aide de filtres absorbants en métal intégrés directement sur la structure 1/2 VeCSEL. La figure 2.2-a représente un exemple de filtre simple en croix pour sélection du mode transverse  $LG_{02}$  positionné sur un ventre du champ à la surface d'une structure résonante (2.2-b). Pour nos structures



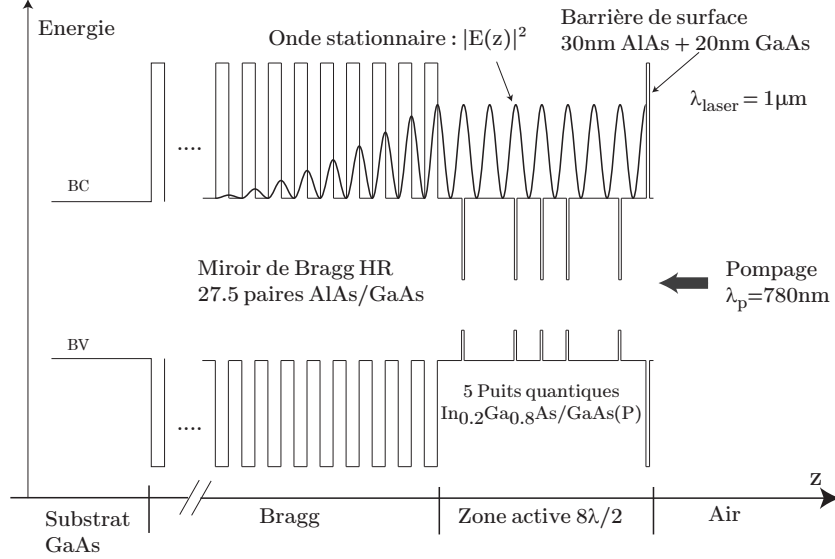


FIGURE 2.1 – Diagramme d'énergie de la structure 1/2 VCSEL émettant à  $1\mu\text{m}$ . La structure est en configuration de micro cavité résonante  $L_{za} = 8\lambda/2$ .

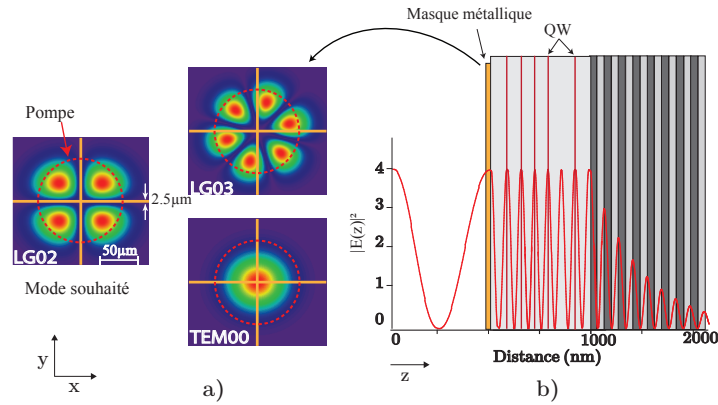


FIGURE 2.2 – Masque métallique en chrome déposé sur une structure résonante. a) plan transverse montrant le recouvrement d'un masque en croix simple pour mode  $\text{LG}_{02}$  avec les modes non-souhaités. b) position du masque sur un ventre de champ dans la direction de croissance pour maximiser l'absorption.

Mode	$\Gamma_{r,\theta}^{loss}$	pertes par aller-retour (%)
LG <sub>00</sub>	0.131	31.3
LG <sub>01</sub>	0.679	17.7
LG <sub>10</sub>	0.097	24.2
LG <sub>11</sub>	0.060	15.7
LG <sub>02</sub>	$1.851 \cdot 10^{-4}$	0.053
LG <sub>12</sub>	$2.310 \cdot 10^{-4}$	0.066
LG <sub>03</sub>	0.039	10.3
LG <sub>04</sub>	0.074	18.6

TABLE 2.1 – Valeur des pertes induites par le masque métallique en chrome en croix simple dans la configuration décrite sur figure (2.2-a). Le calcul suppose une épaisseur de chrome de  $5nm$  et des rubans de largeur de  $2.5\mu m$ .

en GaAs émettant à  $1\mu m$ , nous avons choisi de réaliser les masques métalliques en chrome. Étant donné son coefficient d'absorption très élevé ( $\alpha_{cr} = 4,46 \times 10^5 cm^{-1}$  à  $\lambda = 1\mu m$ ), une couche de  $5 - 10nm$  est suffisante pour introduire des pertes largement au dessus du gain disponible dans la structure 1/2 VCSEL (voir table 2.1). De plus, l'épaisseur de métal est très petite devant  $\lambda$  avec une partie réelle de l'indice optique  $n_{cr} = 3.44$ , proche de  $n_{GaAs} = 3.50$  à  $1\mu m$ . Celle-ci n'altère donc pas le profil stationnaire du champ dans la zone active (pas de changement de la valeur de gain modal) et peut être considérée comme des pertes ponctuelles dans la direction de croissance. Nous pouvons donc estimer que l'absorption du métal est aussi exaltée par la valeur de facteur de résonance  $\Gamma_{\mu c}$ .

Les pertes induites par les masques sur les modes de la cavité sont calculées en moyennant l'absorption du métal sur le volume du mode (pertes modales)<sup>1</sup>. Après un aller-retour dans la zone active, les pertes dues au filtre métallique peuvent s'exprimer sous la forme<sup>2</sup> :

$$loss = 4\alpha_{cr}\Gamma_{\mu c}ep_{cr}\frac{\int_A M(r,\theta)|\tilde{u}_n(r,\theta)|^2 dA}{\int_A |\tilde{u}_n(r,\theta)|^2 dA} = 4\alpha_{cr}\Gamma_{\mu c}ep_{cr}\Gamma_{r,\theta}^{loss} \quad (2.1)$$

où  $M(r,\theta)$  est la distribution spatiale du filtre métallique et  $\tilde{u}_n(r,\theta)$  est la distribution spatiale du champ électrique<sup>3</sup>.  $ep_{cr}$  est l'épaisseur de métal. Vu la symétrie circulaire des modes Laguerre-Gauss, et pour les modes non-souhaités, nous prenons le cas le moins favorable en minimisant  $loss$  par rapport à  $\theta$  (§ 1.4.2.2). Cette

1. C'est exactement le même raisonnement pour calculer le gain modal développé dans la section (cf. § 1.2.3.2).

2. Pour des valeurs de  $loss > 0.2$ , la valeur exacte des pertes devrait se calculer avec la formule générale  $1 - \exp(-loss)$

3. Champ proche dans la zone active

formule simple nous permet d'optimiser la taille et la géométrie des filtres métalliques pour minimiser les pertes sur le mode souhaité tout en gardant des pertes suffisantes sur les modes non-désirés. Le tableau 2.1 présente quelques valeurs des pertes optiques induites par un masque métallique en forme de croix simple selon la configuration décrite sur la figure 2.2-a. On remarque que les pertes induites sur les modes  $LG_{02}$  et  $LG_{12}$  sont très faibles et proches ( $\Delta_{loss}/loss$  de l'ordre de  $\sim 20\%$ ), ce qui semble normal vu la symétrie similaire de ces modes et la simplicité du masque<sup>1</sup>. Dans ce cas, la distinction entre ces modes ne pourra se faire qu'à travers des effets purement dynamiques (§ 1.4.2).

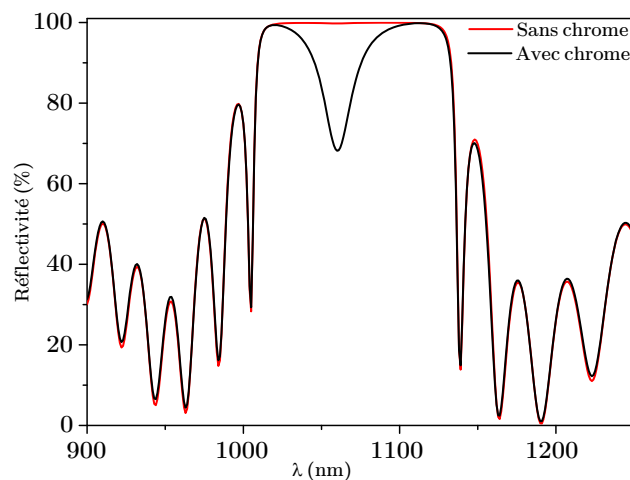


FIGURE 2.3 – Simulation de la réflectivité de Bragg HR avec et sans masque métallique pour le mode  $LG_{00}$ . Le calcul suppose un masque métallique de type croix simple (figure 2.2.a) d'épaisseur  $5\text{ nm}$  et un miroir de Bragg de 27.5 paires. La longueur d'onde de travail est  $\lambda_0 = 1.060\text{ nm}$ .

La figure 2.3 présente une simulation de miroir Bragg HR avec et sans filtre métallique. Étant donné que le métal n'occupe pas toute la surface de semi-conducteur, les pertes par absorption sont moyennées sur le volume de mode, et le creux d'absorption est donc différent suivant le mode considéré.

### 2.1.3 Structure 1/2 VCSEL complète : croissance sur GaAs et étape technologique

Toutes nos structures 1/2 VCSEL en GaAs émettant à  $1\mu\text{m}$  et les étapes technologiques sont réalisées au LPN par Isabelle Sagnes. Pour la croissance des structures, la méthode MOCVD (pour Metalorganic Vapour Phase Epitaxy) est employée. Une fois que la structure est validée (vérification des paramètres suivants : qualité cristalline, effet laser, seuil bas, fort rendement, longueur d'onde), les masques en chrome sont déposés suivant les étapes illustrées sur la figure 2.4 :

1. L'utilisation de masques en forme de négatif de mode donnerait des valeurs de pertes très différentes entre ces deux modes.

- d'abord une couche de résine (PMMA) est déposée sur la structure par enduction centrifuge (ou *spin coating*) puis façonnée par lithographie e-beam pour inscrire la forme des différents masques,
- ensuite, la résine est développée et gravée puis (c) une couche de chrome de ( $5\text{ nm}$ ) est déposée par PVD (Physical Vapor Deposition)
- enfin l'excès de métal et la résine sont nettoyés (d).

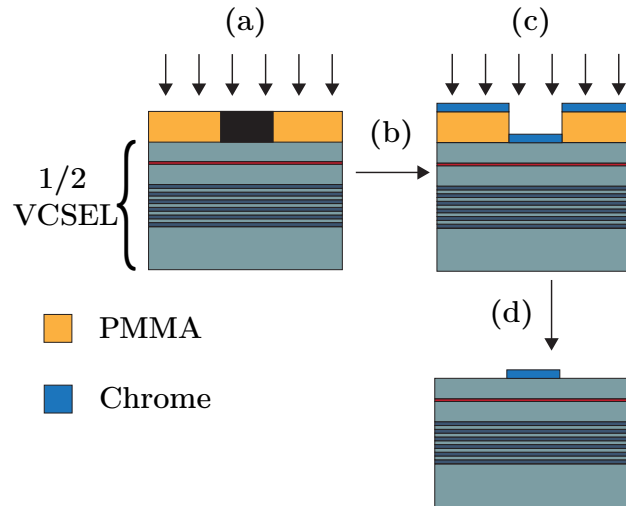


FIGURE 2.4 – Étapes technologiques pour fabrication des masques métalliques. a) Lithographie e-beam ; b) développement de la résine ; c) Dépôt de chrome ; d) lift-off de chrome.

## 2.2 Technologie 1/2 VCSEL avec un cristal photonique

Dans cette section, nous allons nous intéresser à la conception de la structure 1/2 VCSEL intégrant un élément diffractif (métamatériau en surface). Ce métamatériau a pour but d'introduire une modulation de phase du gain modal afin de provoquer une discrimination entre les modes de la cavité. Dans un premier temps, nous allons donner le dessin de la structure 1/2 VCSEL utilisée. Ensuite, nous résumerons les étapes théoriques de design du composant diffractif. Enfin nous donnerons les étapes technologiques d'élaboration de ce composant et nous préciserons les différentes contraintes technologiques liée à ce design.

### 2.2.1 Masque à cristaux photoniques

Le comportement d'un miroir à cristaux photoniques (§ 1.3.2) dépend de plusieurs paramètres comme l'indice optique des différentes couches de la structure et leurs épaisseurs. Il peut être conçu comme l'association d'un cristal photonique 2D déposé sur un autre cristal photonique 1D (le miroir de Bragg HR). Les propriétés

physiques d'une telle structure sont entièrement connues à travers l'étude de sa cellule élémentaire. Dans cette partie, nous allons utiliser des structures 1/2 VCSEL en GaAs (figure 2.5) contenant un miroir de Bragg, la zone active et une couche diélectrique qui sera gravée pour réaliser le cristal photonique. L'objectif de l'étude de la cellule élémentaire est d'établir les conditions pour lesquelles la structure se comporte comme un matériau avec un indice effectif bien défini, de faibles pertes par absorption, et de calculer la variation de phase subie par une onde électromagnétique après un aller-retour dans la structure. Cette dernière doit être contrôlable sur la plus grande plage possible (l'optimum est une plage de  $2\pi$ ). Ainsi, la cellule élémentaire constituera la brique élémentaire pour réaliser n'importe quelle fonction de phase souhaitée.

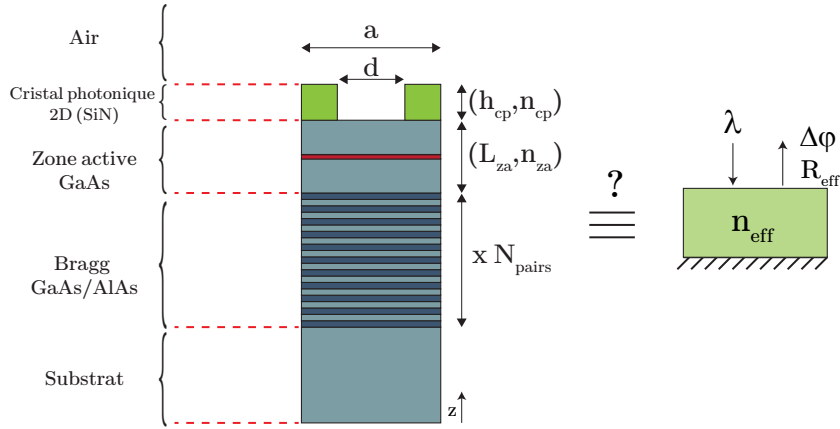


FIGURE 2.5 – Illustration schématique de la cellule élémentaire dans un miroir à cristaux photoniques utilisée pour le calcul de l'indice effectif et la réflexion de la structure.

Dans le plan transverse, la périodicité de la cellule élémentaire est sub- $\lambda$ . Généralement, cette structure périodique 2D supporte plusieurs mode propagatifs de Bloch et ne se comporte pas comme un matériau artificiel avec un indice effectif bien défini. Cependant, si la périodicité  $a$  de la structure est inférieure à la période de coupure structurale  $a_s = \lambda_0/n_{cp}$  [Lalanne 1998], seul le mode de Bloch fondamental peut se propager dans la structure<sup>1</sup>, et elle peut être considérée comme un métamatériau avec un indice effectif égal à la constante de propagation normalisée du mode fondamental de Bloch. De plus, la structure périodique 2D se comporte aussi comme un réseau de diffraction à incidence normale, il est donc important de garantir que seul l'ordre zéro en transmission et en réflexion est diffracté :  $a < \lambda_0/n_{air}$  et  $a < \lambda_0/n_{za}$ . Dans notre étude, nous allons utiliser une couche de  $Si_3N_4$  dont  $n_{Si_3N_4} \simeq 2 < n_{GaAs}$ . La condition sur la périodicité  $a$  est donc donnée par :

$$a \leq \lambda_0/n_{za} \quad (2.2)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde du laser. Ainsi, si cette condition est respectée, la

1. Tous les autres modes sont évanescents

structure présentée sur la figure 2.5 se comporte comme un miroir dont la phase au retour peut être modifiée en fonction de la périodicité  $a$  et du « facteur de remplissage »<sup>1</sup> défini par  $ff = d/a$  où  $d$  est le diamètre des trous dans la couche de diélectrique.

La figure 2.6 présente une simulation de l'indice effectif du cristal photonique en fonction du facteur de remplissage. Le calcul a été effectué avec un logiciel écrit par Philippe Lalanne du Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N - Institut d'Optique d'Aquitaine), qui implémente la méthode RCWA (pour Rigorous Coupled Wave Analysis) [Moharam 1995, Lalanne 1996].

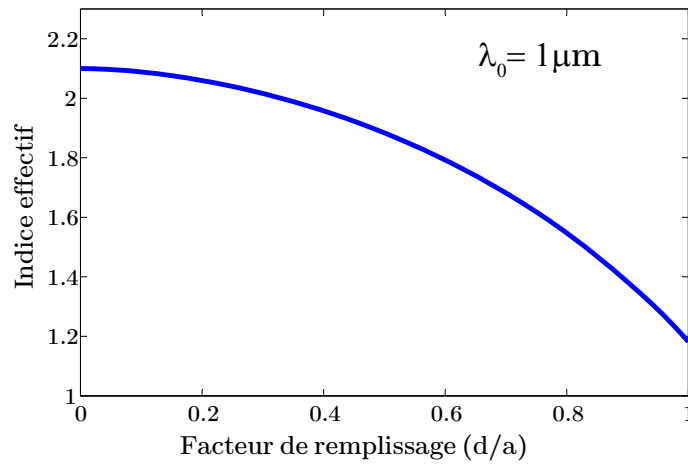


FIGURE 2.6 – Évolution de l'indice effectif du cristal photonique : la simulation suppose une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  d'une épaisseur optique de  $\lambda/2$  perforée avec des trous circulaires de diamètre  $d$  sur un réseau 2D de période  $a$ .

Cette simulation montre que l'indice effectif du cristal photonique évolue pratiquement entre l'indice de l'air (trous grands) et celui de diélectrique massif (trous petits) en fonction du rapport air/diélectrique dans la cellule élémentaire. Au premier ordre, c'est cette variation de l'indice effectif en fonction de facteur de remplissage qui est l'origine de la variation de la phase de l'onde après un aller-retour. En effet, la valeur exacte de la phase au retour dépend de l'effet composé de la réflectivité de la structure 1/2 VCSEL, mais modifiée par une couche d'indice optique  $n_{eff}$ . Rappelons qu'un 1/2 VCSEL se comporte comme un Fabry-Pérot non-équilibré en réflexion (§ 1.2.3), ainsi la variation de phase en réflexion dépend de la longueur d'onde et de la configuration de la micro-cavité, elle est rapide et grande (lente et petite) pour une configuration de micro-cavité résonante (anti-résonante)<sup>2</sup>.

La figure 2.7 présente la phase de l'onde réfléchie en fonction du facteur de remplissage  $ff$  dans la cellule élémentaire. On voit que cette dépendance est monotone,

1. nommé  $ff$  pour « fillfactor »

2. Dans la zone utile du cristal photonique à cause de la variation rapide de la phase au retour autour de la résonance de Fabry-Pérot.

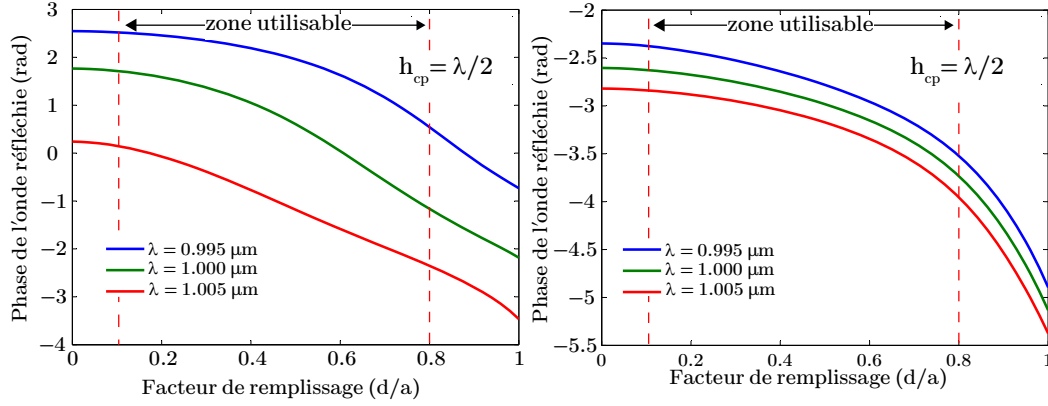


FIGURE 2.7 – Phase de l'onde réfléchie en fonction du facteur de remplissage  $ff$  : Pour le calcul, on a considéré une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  d'épaisseur optique  $\lambda/2$  et une zone active en GaAs en configuration : a) résonante ( $L_{za} = 7\lambda/2$ ) ; b) antirésonante  $L_{za} = 15\lambda/4$ . Dans la zone utilisable du cristal photonique, la variation de phase est de l'ordre de : a)  $\Delta\varphi \simeq 2.9 \text{ rad}$  ; b)  $\Delta\varphi \simeq 1 \text{ rad}$ .

ce qui simplifiera l'implémentation des fonctions de phase souhaitées. Cependant, ces simulations théoriques ne peuvent pas être exploitées entièrement, les limitations des technologies de fabrication du cristal photonique (cf. § 2.2.3) imposent une plage bien définie de tailles de trous réalisables. En effet, après la gravure du diélectrique, il faut qu'il y ait suffisamment de matériau entre les trous adjacents afin de maintenir la structure du cristal photonique (typiquement  $50 \text{ nm}$  entre deux trous adjacents), et que les trous de faible diamètre soient bien définis (typiquement un diamètre  $d_{min} = 20 \text{ nm}$ ), ce qui donne une plage de facteurs de remplissage utile de  $ff \in [0.1, 0.8]$  pour des périodes  $a$  de l'ordre de  $\sim 300 \text{ nm}$  ( $\lambda/2$  à  $1 \mu\text{m}$  dans  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). En outre, le pas fini de la taille des trous impose forcément une discrétisation du profil de phase final. Il est important que le pas d'échantillonnage de la phase soit suffisamment petit ( $< \lambda/10$ ) pour obtenir un composant de qualité laser. Dans notre cas, cela est limité par la résolution de la lithographie e-beam, de l'ordre de  $\Delta\varphi_{pas} = 2\pi/150$ .

On notera que dans la plage utile du cristal photonique, la variation de phase maximale est rapide et plus importante pour une structure avec une configuration de micro cavité résonante. Elle est encore plus importante si on augmente l'épaisseur optique de la couche de diélectrique soit par augmentation de l'épaisseur physique ( $h_{cp}$ ), soit par utilisation d'un matériau d'indice optique plus grand ( $> n_{cp}$ ). Cependant, pour la première solution, on atteint rapidement les limites des procédés technologiques disponibles pour garantir l'uniformité des trous à travers la couche de diélectrique ( $h_{cp}$  de l'ordre de  $\sim \lambda/2$ , pour une couche en  $\text{Si}_3\text{N}_4$   $h_{cp} \sim 300 \text{ nm}$ ). Pour la deuxième solution, le choix des matériaux diélectriques est limité par la possibilité d'effectuer une gravure sélective sur le matériau du 1/2 VCSEL (ici du GaAs) tout en conservant une interface 1/2 VCSEL/diélectrique de qualité optique.

Finalement, le design du miroir à cristaux photoniques présenté dans cette partie est assez flexible et général pour le type de structure présentée sur la figure 2.5. Il peut être adopté pour concevoir ce même type de composant à d'autres longueurs d'onde de travail ou avec d'autres matériaux.

### 2.2.1.1 Masque perturbatif à cristaux photoniques pour sélection des modes vortex

Nous allons donner un exemple de conception du filtre à cristaux photoniques basé sur le design présenté sur la figure 2.5 (cristal photonique sur une structure 1/2 VCSEL) pour sélection d'un mode  $LG_{0m}$  vortex. Comme on l'a présenté précédemment, la sélection intra cavité des modes vortex nécessite une levée de dégénérescence entre les modes vortex de charge opposée. Nous allons introduire une fonction de phase spatiale afin de modifier légèrement le moment orbital du mode vortex. La variation de phase spatiale nécessaire a donc une dépendance azimutale linéaire de forme  $\exp(j\Delta m\theta)$  ce qui revient à réaliser un cristal photonique avec des trous dont la taille varie progressivement azimutalement (figure 2.13).

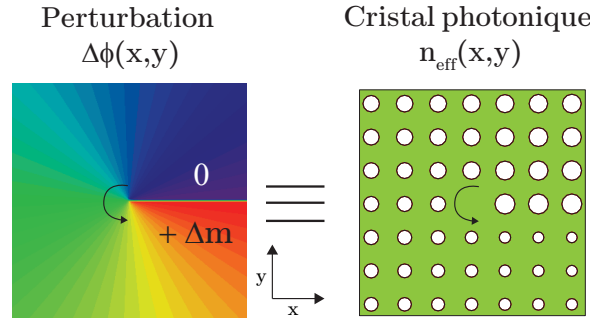


FIGURE 2.8 – a) Illustration schématique du profil de phase qui évolue linéairement azimutalement avec un saut de phase maximal de  $\Delta m$  et — b) le cristal photonique correspondant.

La force de la perturbation du moment orbital  $\Delta m$  va s'ajouter au moment orbital des deux modes vortex  $LG_{0\pm m}$  et doit garantir une levée de dégénérescence qui les rend discernables dans le milieu à gain. Étant donné la finesse élevée de la cavité de VCSEL (de l'ordre de 400 pour  $T_{oc} = 1,5\%$ ), l'onde optique fait des dizaines d'allers-retours dans la cavité subissant donc une dizaine de fois la perturbation si cette dernière s'étale sur l'aire totale des modes de la cavité. Si on prend l'exemple de la structure anti-résonante de la figure 2.7, le déphasage maximal atteignable dans la zone utile du cristal photonique est  $\Delta\varphi(\text{ff})|_{\text{max}} \simeq 1 \text{ rd}$ . Si on pose  $\Delta m = \Delta\varphi(\text{ff})|_{\text{max}}$  (pour couvrir toute la plage utilisable avec le cristal photonique et garder une fine discrétisation de la phase), la perturbation de phase azimutale serait très forte et pourrait même casser complètement la base des modes LG de la cavité<sup>1</sup>. Une solution pour diminuer la phase de retour de l'onde consiste à dimi-

1. Cela a été observé expérimentalement au cours de ce travail de thèse.



nuer l'épaisseur de la couche de diélectrique. La figure 2.9 présente l'évolution du déphasage maximal en fonction de l'épaisseur de diélectrique.

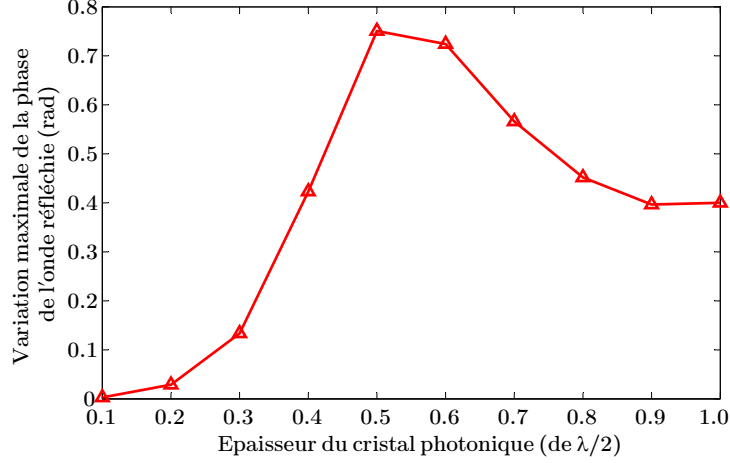


FIGURE 2.9 – Évolution du déphasage maximal de l'onde réfléchie en fonction de l'épaisseur de diélectrique : pour le calcul, on a considéré une structure 1/2 VCSEL en configuration de microcavité antirésonante,  $L_{za} = 27\lambda/4$ , et le déphasage entre deux cellules élémentaires correspondant à des facteurs de remplissage situés entre  $ff = 0,3$  et  $ff = 0,6$ .

D'après cette simulation, la diminution de l'épaisseur du diélectrique réduit efficacement le déphasage maximal atteignable dans la plage utile du cristal photonique. Cela reste malgré tout limité par l'épaisseur minimale contrôlable par les procédés technologiques. Il est préférable de travailler avec des épaisseurs relativement grandes afin de minimiser l'erreur relative entre l'épaisseur de conception et celle qui va être réalisée<sup>1</sup>. Néanmoins, il est possible de diminuer encore la variation de la phase de l'onde réfléchie en minimisant le recouvrement spatial de la zone de perturbation avec les modes de la cavité. Cela est possible en diminuant l'aire de la perturbation et /ou l'introduire dans la zone de champ nul ou faible des vortex, c'est à dire autour de l'axe optique de la cavité. On notera que le recouvrement important du mode fondamental avec les modes  $LG_{0m}$  vortex (surtout pour  $m < 5$ ) rend impossible son élimination dans le cas d'un pompage de forme spatiale gaussienne, il est donc nécessaire que le design final du masque perturbatif, pour la sélection et le contrôle du sens du vortex, intègre une forme de filtrage pour le mode fondamental. Dans le cadre de ce travail, nous avons choisi d'introduire un saut de phase important sur l'axe optique de la cavité, limité transversalement dans la zone sombre de vortex souhaité, pour provoquer des pertes par diffraction importantes sur le mode  $LG_{00}$ <sup>2</sup>. Le schéma de design final que nous avons adopté est présenté

1. Par exemple, l'erreur absolue sur l'épaisseur d'un dépôt de  $Si_3N_4$  sur une puce 1/2 VCSEL est de l'ordre de  $5 - 10\text{ nm}$ , Ainsi, ce qui donne une erreur relative de  $5 - 10\%$  pour une épaisseur de diélectrique de  $100\text{ nm}$ .

2. Ce saut de phase aura un effet très limité sur les vortex parce qu'il coïncide avec la zone de

sur la figure 2.10.

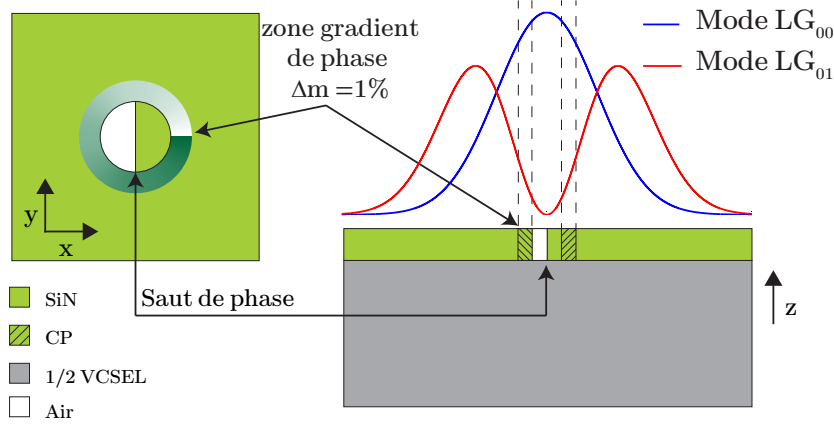


FIGURE 2.10 – Illustration schématique d'un masque à cristaux photonique déposé sur un 1/2 VCSEL pour la sélection du mode  $LG_{01}$  vortex. Gauche : distribution transverse du masque. Droite : recouvrement de modes  $LG_{00}$  et  $LG_{01}$  avec le masque.

On notera que pour calculer les tailles exactes des trous nécessaires pour implémenter la fonction de phase souhaitée, on suit la procédure suivante :

1. On calcule la fonction de phase souhaitée en fonction des coordonnées spatiales  $\Delta\varphi(x, y) = f(x, y)$ .
2. On calcule la phase au retour pour une structure donnée de miroir à cristaux photoniques (figure 2.5) en fonction du facteur de remplissage  $\Delta\varphi(ff) = g(ff)$  (figure 2.7).
3. En utilisant les deux informations ci-dessus, on calcule le facteur de remplissage en fonction des coordonnées spatiales  $ff(x, y) = g^{-1}[\Delta\varphi(x, y)]$ . La taille des trous est donc  $d(x, y) = a \times ff(x, y)$ .

La figure 2.11 présente l'évolution de la taille des trous du cristal photonique pour réaliser une fonction de phase azimutale perturbative pour le contrôle du sens du vortex.

### 2.2.2 Design de la structure 1/2 VCSEL anti-résonante

La structure réalisée est basée sur une zone active à gain périodique résonant. Parce que cette structure est destinée à la réalisation d'une structure 1/2 VCSEL intégrant une modulation de phase perturbative, nous avons choisi une configuration de micro-cavité anti-résonante pour minimiser cette perturbation (figure 2.7). Cependant, étant donné le facteur de résonance de la micro-cavité qui est faible pour une structure anti-résonante ( $\sim 0.3$  à comparer avec  $\sim 3.5$  d'une micro-cavité résonante), il est nécessaire d'introduire plus de puits quantiques dans la zone active

champ nul. D'un point de vue du procédé technologique disponible, on peut aussi remplacer ce saut de phase par une pastille métallique, mais cela n'a pas été réalisé pendant ce travail.

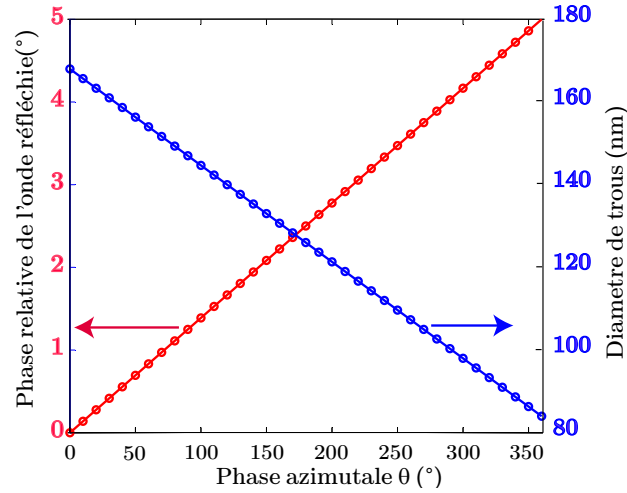


FIGURE 2.11 – Graphique de conception de la dépendance spatiale de la taille des trous pour réaliser une fonction de perturbation de phase azimuthale. Pour le calcul, on considère une structure anti-résonante et une épaisseur de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de  $75 \text{ nm}$ . La période du cristal photonique est de  $280 \text{ nm}$  et  $ff \in [0.3 \ 0.6]$ .

afin de compenser la baisse de l'intensité de champ sur les puits. La structure anti-résonante réalisée est présentée sur la figure 2.12. Elle contient 12 puits quantiques répartis dans une zone active de  $13\lambda/2$ , et un Bragg HR de 27.5 paires ( $R > 99.5\%$ ).

### 2.2.3 Étapes technologiques de fabrication d'un cristal photonique sur 1/2 VCSEL

Les étapes de la réalisation des masques en cristaux photoniques sont illustrées sur la figure 2.13. Après croissance et validation de la structure 1/2 VCSEL, le cristal photonique est déposé grâce au procédé ci-dessous :

1. une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (épaisseur de design) est déposée par méthode de EBVD pour (Electron Beam Vapor Deposition) qui permet le contrôle de l'épaisseur avec une précision de l'ordre de  $5 \text{ nm}$ ,
2. Ensuite, une couche de résine (PMMA) est déposée par la méthode d'enduction centrifuge (spin coating) et façonnée par lithographie e-beam pour inscrire la distribution des trous du cristal photoniques (étape a).
3. Après développement et gravure de la résine (étape b), le profil des trous est inscrit dans la couche de diélectrique (étape c) par gravure sèche (RIE pour Reactive Ion Etching).
4. Finalement, la résine est nettoyée (étape d) .

On notera que dans le cas où la couche diélectrique utilisée pour fabriquer le cristal photonique est en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , la précision atteignable sur les tailles minimales des trous et de  $\sim 20 \text{ nm}$  de diamètre, dans des couches d'épaisseurs allant jusqu'à  $\sim 300 \text{ nm}$

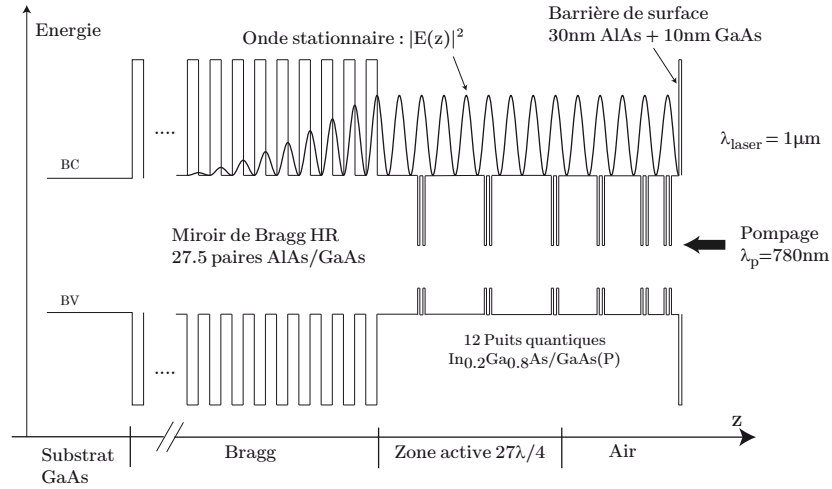


FIGURE 2.12 – Diagramme d'énergie de la structure 1/2 VCSEL émettant à  $1\mu\text{m}$ . La structure est en configuration de micro cavité résonante  $L_{za} = 8\lambda/2$ .

et sur une période de réseau de  $\sim 300\text{nm}$ . Ainsi, à cause de ces limitations technologiques, la modulation de phase transverse induite par le cristal photonique ne couvre pas une zone de Fresnel entière ( $\Delta\varphi(x, y)|_{\text{max}} \simeq 2.9\text{rad} < 2\pi$ ), mais elle est suffisamment large pour réaliser une modulation de phase perturbatives ( $< 10\%de\lambda$ ).

#### 2.2.4 Le prototype compact

Afin de réaliser le composant VeCSEL complet, les structures 1/2 VCSEL sont intégrées dans un boîtier en dural réalisé au laboratoire (figure 2.14). Ce prototype a pour but d'isoler au maximum le système laser des perturbations externes (mécaniques, thermiques ...) pour obtenir une émission laser de très haute qualité spatiale et spectrale. Le prototype contient les éléments suivants :

1. Support échantillon.
2. Structure 1/2 VeCSEL.
3. Peltier.
4. Monture ultra stable pour le miroir externe
5. Système de pompage : Contenant les optiques de mise en forme du faisceau de la diode de pompe, et contrôle de sa polarisation + (6) une lentille de focalisation montée sur une translation (xy) micrométrique pour assurer le bon centrage de la pompe sur les masques des modes.

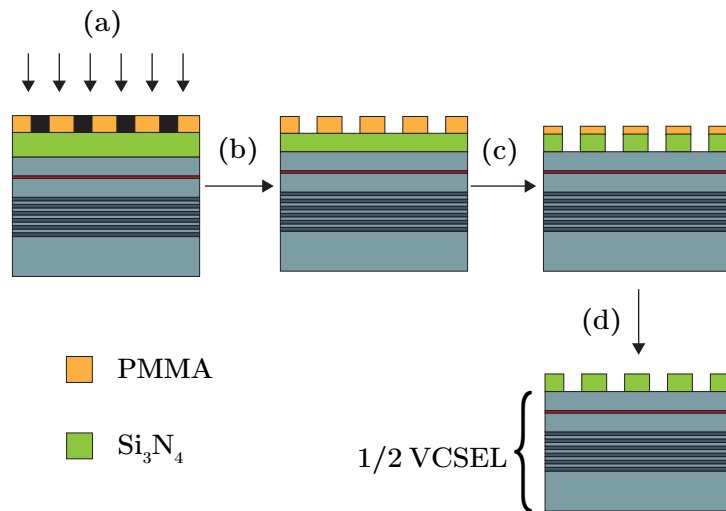


FIGURE 2.13 – Étapes technologiques pour fabrication du cristal photonique. a) Lithographie e-beam ; b) développement de la résine ; c) gravure RIE ; d) nettoyage de la résine.

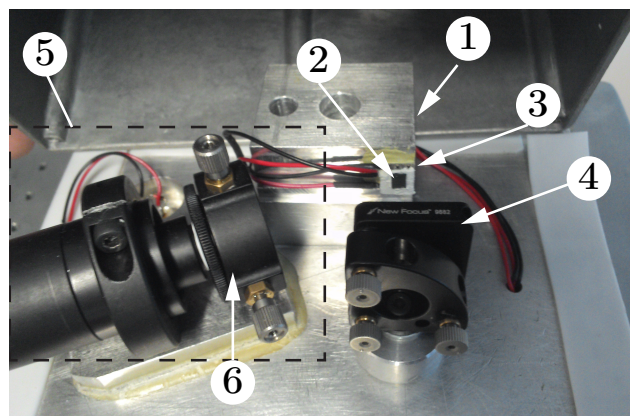


FIGURE 2.14 – Photo de prototype VeCSEL réalisé au laboratoire.

## 2.3 Réalisation des structures et caractérisation de l'émission laser

Dans ce paragraphe, nous allons donner les résultats de la fabrication des structures 1/2 VCSEL intégrant les filtres métalliques ou les filtres à cristaux photoniques. Puis nous montrerons les caractérisations de base pour l'émission laser.

### 2.3.1 Masque de chrome

#### 2.3.1.1 Caractérisation de la structure

La mesure du spectre de réflectivité et le spectre de la photoluminescence révèlent plusieurs informations importantes caractéristiques d'une structure 1/2 VCSEL (figure 2.15). Le spectre de réflectivité est mesuré au moyen d'un FTIR et permet de vérifier les propriétés optiques de la structure (épaisseurs et indices optiques des différentes couche de la structure, la bande interdite du Bragg et le bon centrage de la longueur d'onde de travail par rapport à la conception).

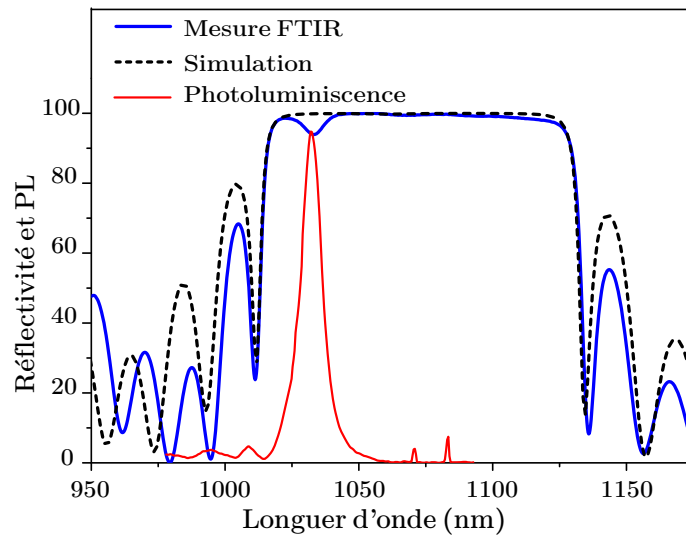


FIGURE 2.15 – Spectre de réflectivité et photoluminescence d'une structure 1/2 VCSEL pour l'émission laser autour de 1060 nm.

La mesure du spectre de photoluminescence donne la position spectrale de l'émission des puits et l'allure des spectres de gain<sup>1</sup>. Pour déterminer la qualité cristalline de la structure, on réalise une cartographie 2D de la photoluminescence de la structure. Il s'agit d'imager le champ proche de l'émission spontanée sur une camera

1. Ce spectre est le spectre de l'émission spontanée de la structure ; si la lumière était collectée à la surface de 1/2 VCSEL, ce spectre serait modulé par l'effet de la micro-cavité. Une mesure plus correcte du spectre d'émission des puits peut être obtenue en mesurant l'émission spontanée d'une structure sans Bragg HR, ou en collectant la lumière émise spontanément à travers la tranche de la structure.

2D. Celle-ci permet la détection de la présence des dislocations dans la structure cristalline (caractérisée par des lignes noires ou « dark lines » à cause de l'absence d'émission spontanée) ou d'autres types de défauts de croissance (figure 2.16). Cette caractérisation permet de juger de la qualité optique et cristalline de la structure réalisée. Ces trois caractérisations basiques de nos structures sont faites d'une manière systématique afin de juger du potentiel d'un fonctionnement laser efficace.

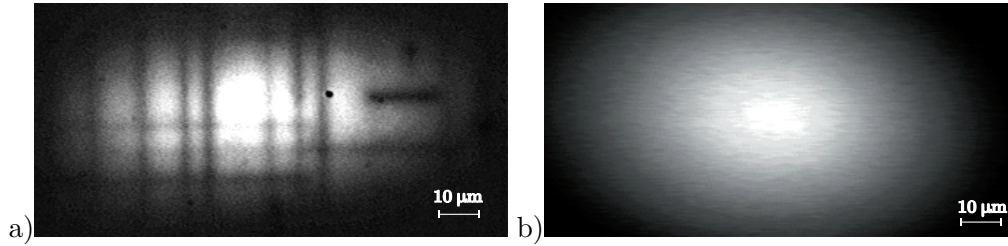


FIGURE 2.16 – Cartographie 2D de la luminescence d'une structure 1/2 VCSEL émettant à  $1\mu m$ . — a) structure relaxée; — b) structure cohérente grâce à la compensation de la contrainte.

### 2.3.1.2 Réalisation des masques en chrome

La figure 2.17 présente une image par microscope optique des masques métalliques intégrés sur la structure 1/2 VCSEL. Plusieurs types de masques peuvent être développés durant le même processus technologique, pour pouvoir tester plusieurs configurations de cavité et/ou de mode laser. Grâce à la maîtrise des matériaux et aux procédés technologiques de développement des masques, il est possible de réaliser des masques de l'ordre de la centaine de micromètres avec une bonne homogénéité de l'épaisseur (de l'ordre de quelques nanomètres) et une précision micrométrique au niveau des géométries transversales. Chaque masque occupe une superficie typique de  $\sim 300\mu m \times 300\mu m$ , soit  $5 \times 5$  fois l'aire d'un mode fondamental de waist  $\sim 30\mu m$  pour bien assurer la couverture des modes. En effet, travailler avec cet ordre de grandeur pour les tailles des modes est important pour relâcher les contraintes que se soit pour le système de pompe (optiques pour le conditionnement du faisceau de pompe) ou pour la structure 1/2 VCSEL (densité de puissance au seuil basse, limitation de l'échauffement excessif de la structure).

### 2.3.1.3 Caractéristique laser : qualité transverse du faisceau

La réalisation de plusieurs types de masque sur la même structure nous a permis de tester le fonctionnement du VeCSEL sur différents modes transverses tout en gardant les mêmes conditions d'expérience (1/2 VCSEL, condition de pompage, configuration de la cavité...). La cavité optique est de type plan concave de quelques  $mm$  de longueur. La figure 2.18 présente quelques uns des modes que l'on a pu

### 2.3. Réalisation des structures et caractérisation de l'émission laser 111

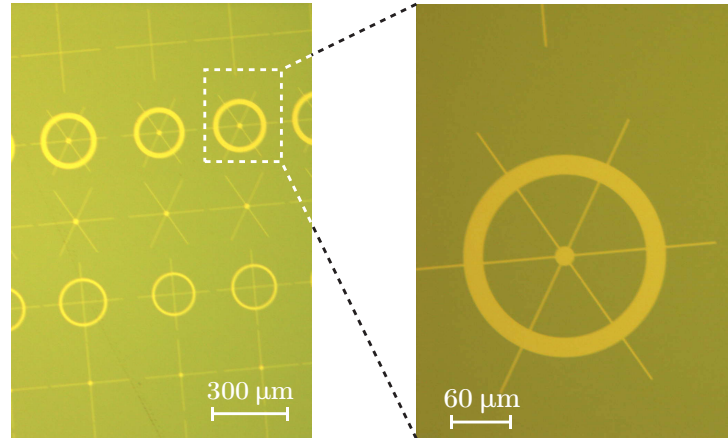


FIGURE 2.17 – Image au microscope optique des masques métalliques en chrome sur 1/2 VCSEL. Droite : exemple de masque pour sélectionner le mode  $LG_{03}$  dégénéré.

générer et les masques métalliques correspondant. On note que le profil de pompage est gaussien et reste inchangé pendant ces démonstrations.

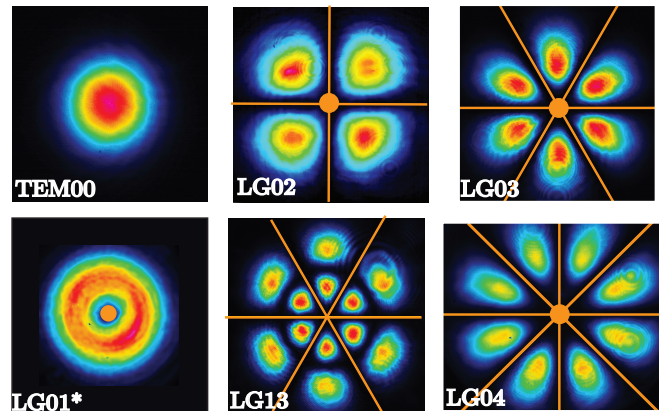


FIGURE 2.18 – Profil de quelques modes transverses sélectionnés par les masques métalliques. Nous avons représenté le masque qui est utilisé pour sélectionner chaque mode.

On notera que quelque soit le mode transverse généré, le VeCSEL affiche de façon très répétable les mêmes comportements au niveau de l'évolution des seuils, les rendements et les caractéristiques de pureté spatiale et spectrale. Dans les caractérisations qui vont suivre, nous allons donc donner les caractéristiques détaillées pour quelques modes seulement. Les autres modes ne seront évoqués que lorsqu'ils apportent de nouvelles informations pertinentes.

La figure 2.19 présente une coupe du profil transverse du mode fondamental et du mode  $LG_{02}$ . Les profils spatiaux ont une symétrie circulaire avec une divergence de  $\simeq 0.8^\circ$  (FWHM). On notera que pour une valeur donnée de waist laser  $w_0$  (fixée par le rayon de courbure du miroir de sortie et la longueur de la cavité), la divergence



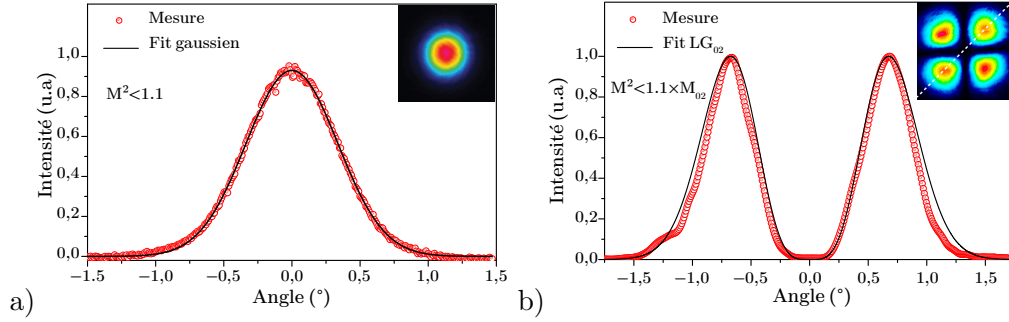


FIGURE 2.19 – Distribution transverse de l'intensité de champ lointain pour — a) le mode fondamental  $LG_{00}$  et — b) le mode  $LG_{02}$  dégénéré.

de tous les modes  $LG_{pm}$  est la même, car ils représentent la même base des modes propres de la cavité.

La sélection des modes  $LG_{01}$  vortex avec des masques métalliques en forme de pastille circulaire sur l'axe optique de la cavité a été aussi démontré, mais le sens de rotation de vortex ( $\pm 1$ ) n'est alors pas contrôlé. Le sens peut changer dans le temps à cause de perturbations externes (ex : vibrations mécaniques) ou si on éteint puis ré-allume la pompe. Cependant, on a pu observer un état vortex stable si on désaligne légèrement la cavité du VeCSEL (introduction d'un léger astigmatisme dans la cavité). On notera aussi que la stabilisation de vortex d'ordres élevés ( $m > 1$ ) n'a pas été observée dans la configuration actuelle. On suppose que la limitation est plutôt technique et pas physique et qu'il est nécessaire de conditionner le profil de pompe (pompage en forme d'anneau) pour pouvoir les exciter efficacement.

#### 2.3.1.4 Caractéristique laser : Puissance

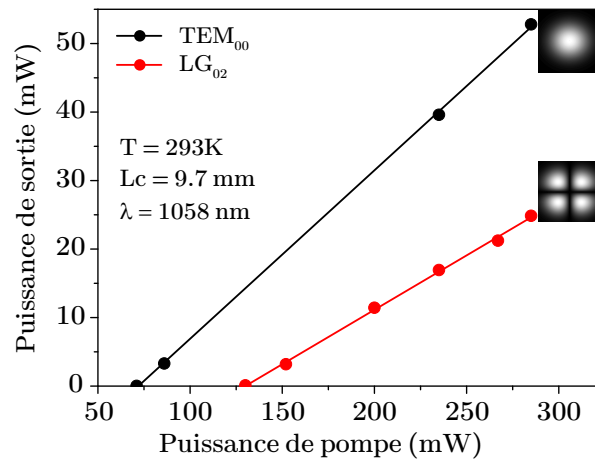


FIGURE 2.20 – Puissance de sortie du VeCSEL pour l'émission sur le mode fondamental  $LG_{00}$  et sur le mode transverse d'ordre supérieur  $LG_{02}$ .

La figure 2.20 présente un exemple de mesure de puissance du laser en fonction de la puissance de la diode de pompe, pour le mode fondamental  $LG_{00}$  et le mode d'ordre supérieur  $LG_{02}$  dégénéré. Pour cette mesure, la température est réglée à 293 K, et la transmission du miroir de sortie est de 1%. Le seuil du mode fondamental est de  $\sim 72 \text{ mW}$  et celui du  $LG_{02}$  est de  $130 \text{ mW}$ , soit une densité de puissance de l'ordre de  $\sim 1,3 \text{ kW cm}^{-2}$  et  $\sim 1,7 \text{ kW cm}^{-2}$  respectivement. Au dessus du seuil, le rendement différentiel est de l'ordre de 25 % et 16 % respectivement. Ces différences de seuil et de rendement entre les deux modes peuvent être expliqués par l'effet du recouvrement de ces modes avec la pompe, laquelle est restée inchangée entre les deux caractérisations. En effet, le rapport des rendements des deux caractérisations est très proche du rapport des valeurs de recouvrement des deux modes  $LG_{02}$  et  $LG_{01}$  avec le profil de pompe<sup>1</sup>. On note que les VeCSELs émettant sur les autres modes d'ordres supérieurs suivent le même type de comportement.

### 2.3.1.5 Caractéristique laser : qualité spectrale

Pour le fonctionnement mono-fréquence des lasers émettant sur les modes d'ordre supérieurs, le spectre est vérifié à l'aide d'un analyseur de spectre optique (*Yokogawa AQ6370*, de résolution de 10 GHz) puis un interféromètre Fabry-Pérot à balayage de haute résolution (*Coherent* avec une résolution de  $\sim 75 \text{ MHz}$  et un ISL de 7.5 GHz). Pour donner un exemple des spectres obtenus, la figure 2.21 présente une mesure de spectre d'un VeCSEL émettant sur le mode  $LG_{02}$  dégénéré. La longueur de la cavité est 3 mm ce qui donne un ISL = 50 GHz soit  $\simeq 0.2 \text{ nm}$ .

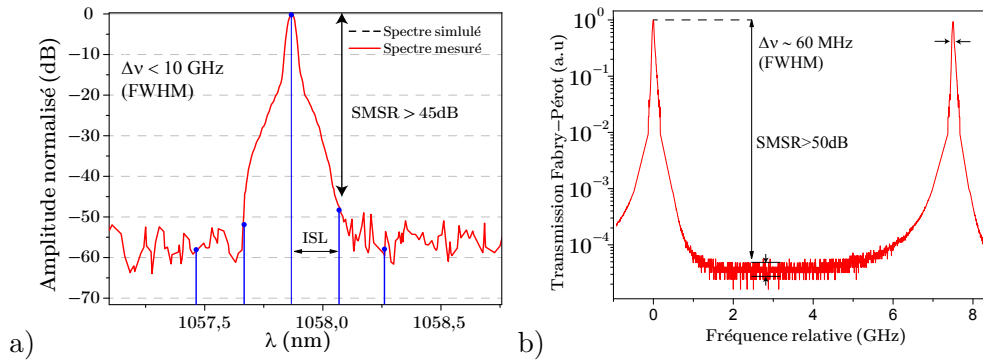


FIGURE 2.21 – Spectre de mode  $LG_{02}$ . – a) avec un analyseur de spectre optique. – b) spectre de haute résolution avec un confocal Fabry-Pérot. La puissance de laser est  $20 \text{ mW}$ .

On voit que le laser est mono-mode longitudinal avec un SMSR de  $> 50\text{dB}$ , ce qui très proche de la limite fondamentale donnée par l'équation (1.46). La réjection des modes transverses latéraux (TSMSR) sera étudiée dans le chapitre suivant avec des outils de caractérisation plus fins via une étude du bruit d'intensité.

1. Pour cette configuration, la pompe est gaussienne de taille  $w_p = 50 \mu\text{m}$  et la taille du mode de la cavité est de  $w_0 = 30 \mu\text{m}$ , ce qui donne  $\Gamma_{r,\theta}^{00}/\Gamma_{r,\theta}^{02} = 0.775/0.512 = 1.51$  et  $\eta_{00}/\eta_{02} = 25/16 = 1.56$ .

On notera que des spectres similaires sont mesurés pour les autres modes d'ordre supérieur, ce qui suggère l'indépendance de l'état longitudinal et de l'état transverse.

### 2.3.1.6 État de polarisation

Au premier ordre, la polarisation du VeCSEL émettant sur un mode d'ordre supérieur est vérifiée par un polariseur. Le VeCSEL affiche une polarisation linéaire parallèle à l'axe cristallin [110] de la structure semi-conductrice comme prévu théoriquement à cause du dichroïsme de gain et de la biréfringence. Le taux de réjection de la polarisation observé est alors  $> 30$  dB, valeur limitée par la dynamique du polariseur utilisé pour la mesure. Une estimation plus précise de la PER peut être obtenue en exploitant les battements des deux modes de polarisation et en les observant avec un banc de mesure similaire à celui d'une mesure de bruit d'intensité de laser. En effet, grâce à la biréfringence, ces deux peignes sont séparés de quelques dizaines de MHz habituellement, et ont donc une signature spectrale facilement identifiable. De plus, comme les VeCSELs étudiés sont habituellement monofréquence avec des SMSR élevés, le battement observé sera bien le battement du mode laser fort avec le mode de polarisation juste adjacent, et on pourra négliger la contribution de tous les autres battements de tous les autres modes (faibles) qui pourraient battre au même écart de fréquence.

Pour observer ces battements sur une mesure de bruit, il faut d'abord projeter les deux états de polarisation sur un seul et même axe. Ceci est facilement obtenu en faisant passer le faisceau laser à travers un polariseur tourné à  $45^\circ$  par rapport à la polarisation principale du laser (figure 2.22-a). Ensuite, le faisceau est simplement collecté avec un détecteur bas bruit utilisé traditionnellement en mesure de bruit (§2.2.1). Ce montage ne va pas altérer la valeur du RIN<sup>1</sup> mais permet de détecter un battement entre les deux polarisations s'il existe et s'il est détectable avec le système de mesure. La valeur du PER elle-même peut être calibrée simplement, comme toute mesure de bruit, en relevant le niveau de bruit de grenaille optique directement sur la densité spectrale.

La figure 2.22-b représente une mesure de RIN pour un VeCSEL montrant le battement des deux modes de polarisation linéaires. On note que la position de battement est la différence de fréquence entre les deux polarisations linéaires possibles à cause de la biréfringence présente dans la structure 1/2 VeCSEL. Dans ce cas, nous avons mesuré une différence de fréquence  $f_{bat} = 14.7$  MHz qui de l'ordre de  $\sim 2\pi \times ISL/1000$  ( $L_c = 8$  mm), ce qui est  $\ll ISL$  et  $\ll$  à la largeur du gain. En effet, cette propriété est très importante pour la stabilité de l'état de polarisation du VeCSEL, contrairement aux VCSELs monolithique dans lesquels les modes de polarisation sont très espacés dans la courbe de gain ce qui induit des sauts de mode de polarisation avec le changement de condition de pompage et/ou la température. Cependant, l'amplitude du battement est liée à la fois à la biréfringence et au dichroïsme du gain.

1. La valeur du RIN telle qu'elle donnée dans l'équation (2.7) est insensible aux atténuations subies par le faisceau avant sa détection.

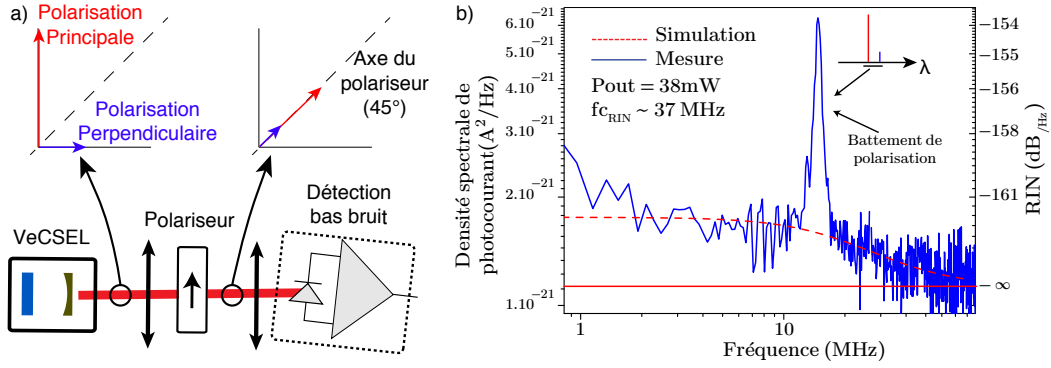


FIGURE 2.22 – a) Système de mesure utilisé pour observer le battement de polarisation : le polariseur sert à projeter les deux polarisations sur un seul axe pour obtenir un battement entre les deux polarisations. Le système de détection est incliné par rapport à l'axe optique pour diminuer les effets de réinjection (feedback) vers la cavité laser. b) Battement de polarisation observé sur la mesure de bruit d'intensité du VeCSEL à  $1\mu m$ .

En ce qui concerne l'amplitude du pic de battement dans (figure 2.22), elle est liée à la biréfringence et au dichroïsme de gain. On peut montrer que le PER peut se calculer en évaluant le rapport entre la puissance de battement ( $P_{bat}$ ) et la puissance moyenne ( $\bar{P}$ ) détectée, somme suit :

$$PER = \frac{P_{bat}}{\bar{P}} = \Delta f \times RIN \quad (2.3)$$

où  $\Delta f$  est la largeur à mi-hauteur du battement. Dans notre cas,  $\Delta f = 1.9$  MHz et  $\bar{P} = 38$  mW ce qui donne  $PER \simeq 80$  dB. Cela est en bon accord avec la limite quantique théorique donnée par [Laurain 2010a] :

$$PER = 10 \times \log \left[ \frac{P_{out} \lambda}{hc \times \gamma_{ph} \times \xi} \times \frac{\Delta G_{\perp}}{\bar{G}} \right] \quad (2.4)$$

supposant une valeur typique du dichroïsme de gain  $\Delta G_{\perp} / \bar{G} = 10\%$ <sup>1</sup>, des pertes optiques de 1.5%,  $L_c = 8mm$ ,  $PER = 77dB$ .

### 2.3.1.7 État bimode transverse : émission bi-fréquence stable

La technologie des masques métalliques intégrés sur le 1/2 VCSEL nous a aussi permis de démontrer une source VeCSEL bi-mode transverse émettant sur deux fréquences. Ce type de fonctionnement est atteint en stabilisant le mode fondamental  $LG_{00}$  et un autre mode d'ordre supérieur avec des masques métalliques en forme de croix vidée au centre (figure 1.17). La longueur d'onde d'émission sur chaque mode est liée principalement à la position du maximum de spectre du gain qui dépend

1. Mesurée expérimentalement, (figure 1.10).

de la température moyenne de chaque mode sur le milieu à gain. La figure 2.23 représente le spectre d'un VeCSEL émettant simultanément sur les modes  $LG_{00}$  et  $LG_{02}$ . La stabilité de ce fonctionnement bi-mode et la cohérence de l'émission laser est en cours d'étude.

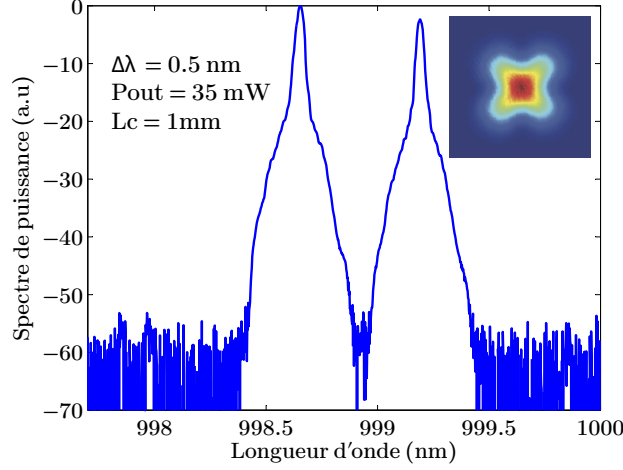


FIGURE 2.23 – Spectre optique d'un VeCSEL fonctionnant en émission bimode transverse à  $1 \mu m$ . Ici, le décalage en longueur d'onde est de  $\Delta\lambda = 0.5 nm$  ce qui donne une différence de fréquence de  $\Delta\nu \simeq 150 GHz$ . [Paquet 2014]

### 2.3.2 Masque à cristaux photoniques pour sélection de modes vortex

Les étapes de la caractérisation de la structure 1/2 VCSEL sont exactement les mêmes que présenté plus haut (§ 2.3.1.1). Nous allons donc passer directement aux résultats concernant la réalisation du cristal photonique et la caractérisation de l'émission laser. Nous allons ici nous intéresser essentiellement au VeCSEL émettant sur les modes  $LG_{0m}$  vortex contrôlé en sens.

#### 2.3.2.1 Fabrication du cristal photonique

Le cristal photonique a été réalisé dans une couche de  $Si_3N_4$  d'une épaisseur de  $75 nm$ . Là encore, il est possible de fabriquer plusieurs masques sur la même structure 1/2 VCSEL durant le même processus technologique. La figure 2.24 présente une image au microscope optique pour un cristal photonique dans lequel nous avons intégré plusieurs fonctions de phase. Même si ces masques ont été conçus pour fonctionner à  $\lambda = 1 \mu m$  en lumière cohérente, on voit que certaines fonctions sont observables à la lumière visible incohérente. Cet effet est essentiellement lié à la différence de coefficient de réflexion de Fresnel entre les zones des trous de taille réduite

### 2.3. Réalisation des structures et caractérisation de l'émission laser 117

et celles des trous plus grands à cause de l'indice effectif du cristal photonique <sup>1</sup>.

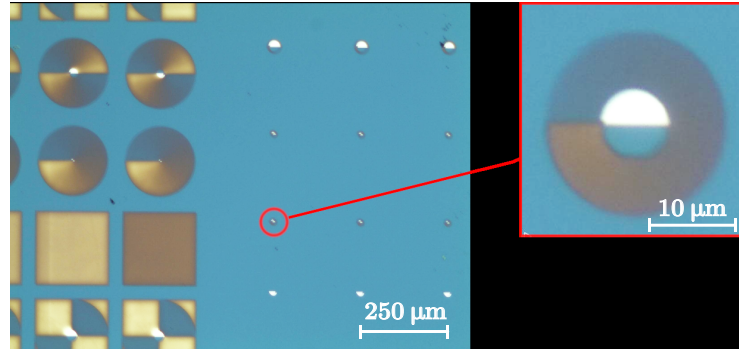


FIGURE 2.24 – Image au microscope optique du cristal photonique réalisé sur une structure 1/2 VCSEL de GaAs. En zoom est représenté un masque perturbatif pour la génération et le contrôle du sens du vortex.

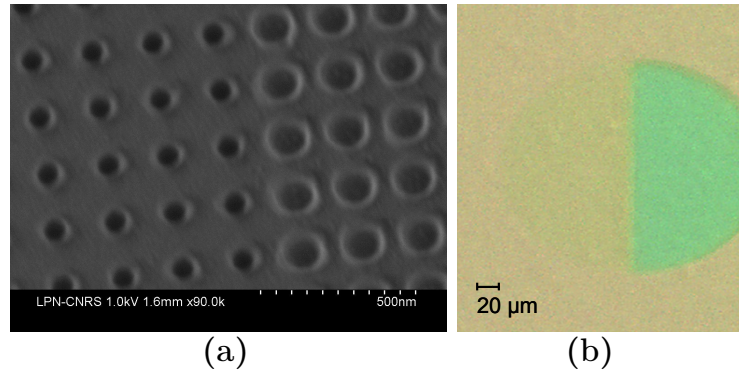


FIGURE 2.25 – a) Image au microscope MEB du cristal photonique pour  $ff = 0.3$  et  $ff = 0.6$ . — b) Image au microscope optique montrant l'effet des deux zones de test à cause de la différence d'indice effectif.

Nous avons aussi réalisé des zones test pour vérifier la qualité structurale du cristal photonique. La figure 2.25-a présente une image au microscope électronique à balayage (MEB) de deux zones test de facteurs de remplissage 0.3 et 0.6.

#### 2.3.2.2 Caractéristique laser : qualité de faisceau

Le masque de phase à cristaux photoniques que nous avons fabriqué (zoom de la figure 2.24) a permis la stabilisation et le contrôle du sens de chacun des deux vortex  $LG_{01}$  et  $LG_{02}$  (figure 2.26). Les deux vortex sont obtenus avec le même masque en changeant le recouvrement de ce dernier avec les modes de la cavité et la pompe. Une première caractérisation de la qualité de faisceau montre un faisceau proche de la limite diffraction avec un  $M^2 < 1.2$ .

1. Il varie approximativement entre le coefficient de réflexion air/ $Si_3N_4$  pour les petits trous et celui de air/GaAs pour les trous grands.

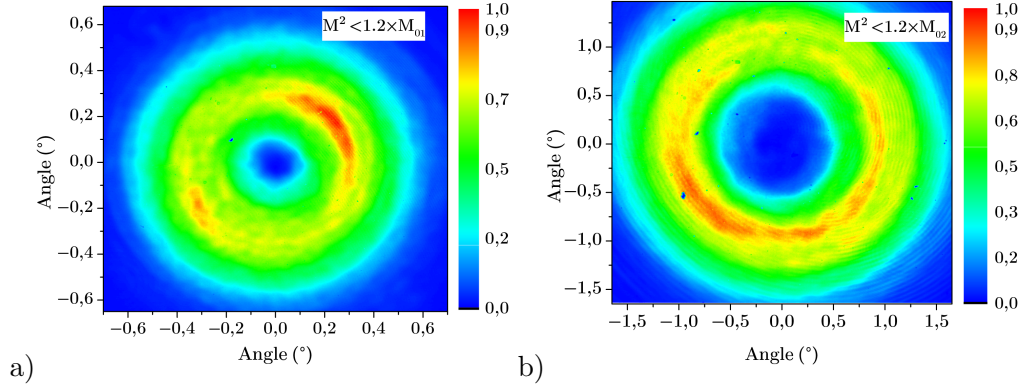


FIGURE 2.26 – Profil transverse de champ lointain pour — a) le mode  $LG_{01}$  vortex — b) le mode  $LG_{02}$  vortex. Nous avons mesuré un facteur de propagation  $M^2 < 1.2$

En ce qui concerne le fonctionnement de cette configuration d'un point de vue expérimental, le profil de pompe circulaire délimite une aire maximale des modes qui peuvent être pompés efficacement, et le masque sur l'axe optique fixe une limite minimale de la taille de la singularité de vortex. L'optimisation de la longueur de cavité se fait de sorte que le volume de mode souhaité soit dans cette zone de fonctionnement. Cependant, les modes vortex d'ordre  $m > 2$  sont plus difficiles à stabiliser, un travail est en cours pour mieux comprendre ce comportement. Le sens de rotation des vortex obtenus, quant à lui, suit le sens de la variation de phase induite par le cristal photonique (§ 3.4).

### 2.3.2.3 Caractérisation du VeCSEL vortex : puissance

Le masque perturbatif développé ci-dessus a permis la génération des deux modes vortex  $LG_{01}$  et  $LG_{02}$  avec contrôle de signe de la charge topologique  $m$ . Le même masque a permis la sélection du mode  $LG_{01}$  ou  $LG_{02}$  en changeant seulement la longueur de la cavité pour varier le recouvrement des modes de la cavité avec la pompe et la perturbation de la phase. La figure 2.27 présente l'évolution de la puissance des lasers émettant sur  $LG_{01}$  et  $LG_{02}$  en fonction de la puissance de pompe. Le seuil du laser est de  $100\text{ mW}$  et  $98\text{ mW}$  pour le mode  $LG_{01}$  et  $LG_{02}$  respectivement, soit une densité de puissance de l'ordre de  $\sim 1.88\text{ kW cm}^{-1}$  et  $\sim 1.75\text{ kW cm}^{-1}$  respectivement. On remarque que les mesures de seuil semblent contradictoires car on s'attendait à avoir un seuil plus bas pour le mode  $LG_{01}$ . Cela peut être expliqué par le fait que le mode  $LG_{01}$  subit plus de pertes à cause de la perturbation de phase du fait de son étalement spatial réduit par rapport au mode  $LG_{02}$ . Ceci reste cohérent avec les valeurs de rendement pour chaque mode qui dépendent de leur recouvrement spatial avec le profil du gain (qui est plus important pour le mode  $LG_{01}$ ).

D'après cette caractérisation, il semble que la perturbation de phase, qu'on a proposé à l'origine pour discriminer entre les vortex de charge  $\pm 1$ , est encore forte car elle cause une augmentation de seuil laser et permet en plus de discriminer les



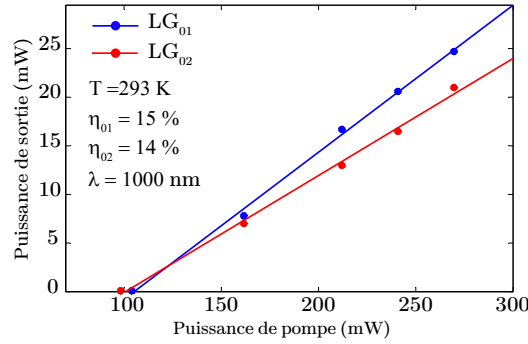


FIGURE 2.27 – Évolution de la puissance du VeCSEL en fonction de la puissance de pompe pour les modes vortex LG<sub>01</sub> et LG<sub>02</sub>.

vortex de charge  $\pm 2$ . On note qu'il n'était pas possible de stabiliser des vortex avec une charge topologique  $> 2$  avec ce type de masque perturbatifs. Un travail est en cours au sein de notre groupe pour comprendre ce comportement en se basant sur des outils numériques de calcul des états propres des cavités instables.

#### 2.3.2.4 Caractéristique laser : qualité spectrale

La figure 2.28 présente un spectre optique mesuré dans le cas d'un VeCSEL émettant sur le mode LG<sub>01</sub> vortex. Dans notre cas, et contrairement au mode LG dégénéré, le SMSR est de l'ordre de  $\sim 27$  dB, ce qui est relativement loin de la limite fondamentale habituellement obtenue pour le VeCSEL (de l'ordre de  $\sim 50$  dB). Ce comportement est observé même dans les conditions les plus favorables pour un fonctionnement monofréquence, à savoir, l'utilisation des structures 1/2 VCSEL optimisées (pas de phénomène de dispersion spectrale dans la cavité [Laurain 2010a]), tout en utilisant des cavités courtes. Ce type de comportement est en cours d'étude.

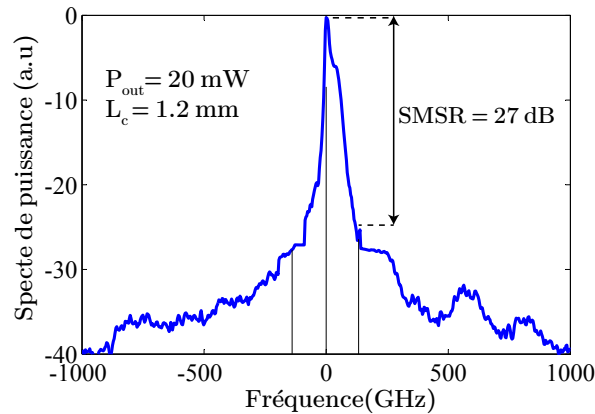


FIGURE 2.28 – Spectre optique du mode LG<sub>01</sub> vortex.



## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les différentes étapes nécessaires à l'élaboration de filtres des modes transverses dans les VeCSEL, intégrés directement sur la structure à gain en GaAs, pour une émission laser autour de  $1\mu\text{m}$ . Les deux types de filtres développés sont les filtres absorbant à base de métal, et les filtres à effet de phase à base de métamatériau.

Tout d'abord, et pour chaque type de composant, nous avons présenté les outils théoriques qui permettent le choix de la structure 1/2 VCSEL adaptée et l'optimisation du filtre à intégrer afin d'aboutir à un filtrage efficace avec un minimum de pertes et d'aberrations pour le mode transverse souhaité.

Dans le but de réaliser un filtre à base de métamatériau, et en collaboration avec Philippe Lalanne de l'institut d'optique et Isabelle Sagnes au LPN, nous avons développé un nouveau type de miroir de Bragg intégrant des fonctions de phase transverse quelconque, de faibles pertes et sans aberration. Ce travail ouvre la voie pour des possibilités d'ingénierie de la phase des faisceaux laser intra-cavité et pour de nouveaux concepts de cavité intrinsèquement monomode transverse.

Nous avons également présenté les étapes technologiques pour réaliser les filtres métalliques et filtres à cristaux photoniques. La maîtrise de ces techniques au sein du LPN a permis la réalisation de composants de dimensions transverses allant jusqu'à la centaine de  $\mu\text{m}$  avec des détails sub-longueur d'onde, ce qui permet de réaliser des composants de faibles pertes et faibles aberrations.

Enfin, nous avons présenté la conception du composant VeCSEL complet avec les deux types de filtres de mode transverse. Nous avons démontré un fonctionnement laser en régime continu, mono-fréquence et linéairement polarisé, de forte puissance, sur un mode unique de la base des modes Laguerre-Gauss (dégénérés ou pas). Nous avons constaté que les modes générés présentent pratiquement les mêmes propriétés de cohérence observées habituellement pour un VeCSEL émettant sur le mode fondamental  $\text{TEM}_{00}$ . Les propriétés de cohérence spatiale de ces modes sont examinées plus finement dans le chapitre suivant.

Nous avons également présenté une démonstration de concept du VeCSEL bi-mode transverse, qui aura pour but le développement d'une source THz compacte de faible bruit.

# Cohérence spatiale du VeCSEL

## Laguerre-Gauss

---

### Introduction

Dans ce chapitre du manuscrit, nous allons nous intéresser à la caractérisation fine des sources laser VeCSEL émettant sur les modes LG d'ordre supérieur, c'est à dire la qualification de l'émission laser en termes de cohérence spatiale. Nous avons montré qu'un VeCSEL oscillant sur un seul mode transverse et mono-fréquence longitudinal affiche des caractéristiques de bruit optique remarquables. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la pureté spatiale des modes transverses d'ordre supérieur stabilisés par des masques métalliques ou des masques de phase à cristaux photoniques. Vu que les modes étudiés sont issus de la même base spatiale (modes de Laguerre-Gauss), les propriétés spatiales sont généralement similaires pour les deux sous-catégories des modes, à savoir, les modes  $LG_{pm}$  dégénérés et les modes  $LG_{pm}$  vortex. Nous allons donc donner une synthèse des résultats obtenus au cours de cette étude. Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux caractéristiques spatiales des ces modes (profil et structure de phase spatiale) et à l'évaluation du taux de réjection des modes latéraux spatiaux (TSMSR).

### 3.1 Outils de mesure pour les caractéristiques spatiales

Pour étudier les propriétés spatiales de modes LG d'ordre supérieur, nous avons utilisé quatre méthodes de mesure :

1. le profil d'intensité transverse du mode est enregistré avec une caméra CCD 2D.
2. le bruit de phase du champ lointain est enregistré avec un analyseur de front d'onde (Phasics SID4). (cf.§ 2.1.2).
3. la structure de la phase transverse est étudiée avec une mesure interférentielle avec observation sur une caméra CCD 2D (figure 3.1) : cette mesure est particulièrement intéressante pour l'observation des modes d'ordre supérieur, dégénérés ou non-dégénérés, comme nous allons le voir plus loin.
4. Enfin, il est utile de compléter ces 3 études spatiales à 2 dimensions par une étude des battements temporels entre modes transverses. En effet, une caméra CCD 2D habituelle dispose généralement d'une dynamique inférieure à 30 dB. Il n'est donc pas possible, par ce moyen, d'estimer si l'émission est

bien monomode transverse ou non, et cela peut être résolu par des mesures de battements.

Les trois mesures spatiales à 2 dimensions sont complémentaires ; même si l'analyseur de front d'onde est capable d'enregistrer l'intensité et la phase d'un faisceau simultanément, il ne permet pas d'observer la structure complète de la phase des modes Laguerre-Gauss qui présentent des sauts et/ou des singularités de phase. Cette limite est due au temps de réponse de l'analyseur qui est très long devant le temps de cohérence de laser. En effet, à chaque fois que le laser dépasse son temps de cohérence, sa phase à l'origine (le « piston ») est réinitialisée. Ainsi, lors de mesure de front d'onde, la phase à l'origine de l'onde (donc la structure entière de phase dans le plan transverse) est moyennée sur le temps d'acquisition de l'analyseur, et la mesure de la phase devient ambiguë.

Pour que la décomposition soit significative, il faut que la phase de l'onde soit stationnaire sur le temps d'acquisition. En ce qui concerne l'utilisation de la camera CCD 2D, il s'agit juste d'accéder à plus de résolution spatiale ( $6\mu m$  pour la camera CCD comparé aux  $30\mu m$  du mesureur de front d'onde).

### 3.1.1 Mesure interférométrique

Le montage interférentiel de la figure 3.1 est un interféromètre de Mach-Zehnder.

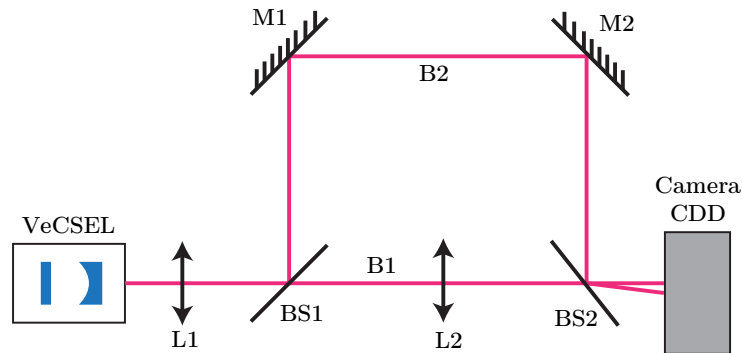


FIGURE 3.1 – Montage interférentiel pour la caractérisation de la structure de phase des modes Laguerre-Gauss. L'interférogramme est observé dans le plan du champ proche (lointain) dans le cas où la lentille L2 est présente (absente) sur le trajet B1.

A la sortie du VeCSEL, le faisceau laser est collimaté puis séparé en deux faisceaux sur les deux bras B1 et B2 de l'interféromètre. Le faisceau du bras B1 passe à travers une lentille de courte focale pour être focalisé puis diverge fortement afin de constituer une onde de référence quasi plane (rayon de courbure très grand). Les deux faisceaux sont ensuite superposés sur une camera CCD, de sorte que le faisceau collimaté se recouvre avec le faisceau de référence de grande taille sur une zone d'intensité uniforme sur la camera CCD et donne naissance à des franges d'interférences qui révèlent la structure de phase du mode. L'intérêt de cette mesure est que le temps de mesure n'est plus déterminé par la caméra mais par la longueur du bras

de l'interféromètre, qui est très facilement très inférieur à la longueur de cohérence du laser. Ainsi, les effets de variations temporelles du piston sont naturellement éliminés.

### 3.1.2 Mesure du signal de battement des modes transverses

Nous cherchons ici à reproduire le type de mesure par battements que nous avons introduit pour les modes de polarisation en §2.3.1.6 mais sur les modes transverses. Comme nous l'avons discuté dans la partie (§ 2.2.3), pour des cavités de longueur  $> \text{mm}$ , la dynamique du VeCSEL suit celle d'un laser de classe A, qui se caractérise par une fréquence de coupure assez basse dans le spectre de RIN (de l'ordre de la dizaine/centaine de MHz).

Au delà de cette coupure, le RIN du VeCSEL est à la limite du bruit de grenaille pour de grandes plages spectrales. Cette propriété permet donc d'observer les battements de modes longitudinaux aux multiples de l'ISL ou des battements de modes transverses aux différences de fréquences de résonance des ces modes (équation 1.4). Si la détection du signal optique est effectuée avec une photodiode, ces battements sont visibles si leur niveau est plus grand que le bruit de grenaille électrique qui doit être à son tour plus grand que le bruit électronique du système de détection. On note que l'objectif ici est d'évaluer le taux de réjection des modes transverses faibles à partir d'une mesure du bruit d'intensité. En effet, à partir d'une mesure de RIN, on peut montrer que la puissance contenue dans un pic de battement n'est que le taux de réjection du mode faible qui donne lieu à ce battement :

$$\text{TMSR} = \frac{P_{bat}}{P} = \Delta f \times \text{RIN}, \quad (3.1)$$

où  $\Delta f$  est la largeur spectrale de battement. L'information donnée par l'équation (3.1) n'est en général pas accessible pour nos VeCSEL avec une mesure traditionnelle de spectre optique à cause de la forte réjection des modes transverses qui dépasse souvent la dynamique de l'instrument de mesure. Les difficultés de ce type de mesures sont multiples.

Premièrement, les plages spectrales qui nous intéressent sont de l'ordre de 1 GHz à 10 GHz (pour des cavité laser  $> 15 \text{ mm}$ ), où le RIN du VeCSEL est à un niveau très bas ( $\text{RIN} \ll -150 \text{ dB}_{/Hz}$ ). Cela nécessite l'utilisation des photodiodes de taille petite ( $\ll 100 \mu\text{m}$  pour atteindre des bandes passantes de l'ordre de  $\sim 1 \text{ GHz}$ ) avec des étages d'amplification très bas bruit et large bande. De plus, l'observation des battements des modes transverses et longitudinaux ne permettra d'obtenir un résultat quantitatif que si la mesure est correctement référencée à la puissance moyenne. Or, sur des plages de fréquences aussi larges, il y a de nombreuses raisons de penser que la bande n'est pas idéalement plate<sup>1</sup>. Ainsi, l'estimation de la puissance moyenne pourra se faire préférentiellement en utilisant une mesure étalonnée du shot noise.

1. Des méthodes mettant en jeu des battements hétérodynes existent pour mesurer ces variations, mais il faut disposer de deux lasers accordables continument en longueur d'onde [Schimpe 1986].

Deuxièmement, à cause des propriétés d'orthogonalité des modes transverses, la puissance de battement détectée fait intervenir la répartition du champ pour chaque mode mais aussi la géométrie et la taille du détecteur. En effet, si l'on considère un laser émettant sur deux modes transverses donnés par  $\tilde{E}_1(r, \theta) \exp(j\omega_1 t)$  et  $\tilde{E}_2(r, \theta) \exp(j\omega_2 t)$ , et de même état de polarisation linéaire, le photocourant collecté par le détecteur et intégré spatialement est donnée par :

$$I(t) \propto |\tilde{E}_1(r, \theta)|^2 + |\tilde{E}_2(r, \theta)|^2 \quad (3.2)$$

$$+ 2 \int_{\text{surf. détecteur}} \tilde{E}_1(r, \theta) \tilde{E}_2(r, \theta) dA \times \cos[(\omega_1 - \omega_2)t]$$

$$= \bar{I} + \Gamma_{r,\theta} \times i_b \cos[(\omega_1 - \omega_2)t] \quad (3.3)$$

où  $\bar{I}$  est la valeur moyenne du photocourant, provenant très majoritairement du mode fort, et  $i_b$  est l'amplitude du signal de battement. Le terme  $\Gamma_{r,\theta}$  traduit la dépendance de la puissance de battement détectable en relation avec la géométrie de détecteur. Il vaut 0 si la photodiode est suffisamment large pour collecter toute la puissance optique dans les modes, ce qui est équivalent à ne pas observer de battement même si le faisceau présente plusieurs modes transverses.

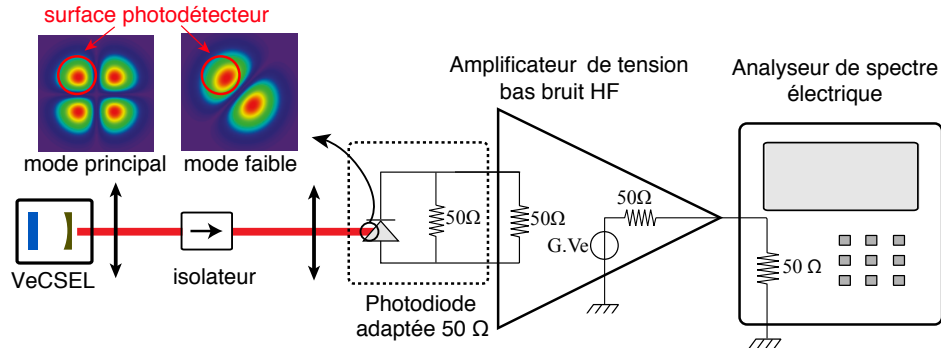


FIGURE 3.2 – Montage expérimental pour le battement des modes transverses.

Dans notre cas, le montage expérimental pour mesurer le battement des modes transverses est schématisé dans la (figure 3.2), et reste très proche d'une mesure de bruit traditionnelle, sauf qu'au vu des ordres de grandeur attendus, le choix des composants permettant la mesure change. Ainsi, le faisceau laser est focalisé sur une photodiode InGaAs rapide de  $25\mu m$  de diamètre et de bande passante de 25 GHz (NewFocus 1437). On s'assure que le faisceau laser sous test est suffisamment focalisé pour conserver un bon couplage vers la photodiode, et en même temps suffisamment décentré par rapport au détecteur pour maximiser la puissance de battement. Le photocourant est ensuite amplifié avec un amplificateur large bande (Miteq JS4-00102000-29-10P) et le spectre de puissance est mesuré grâce à un analyseur de spectre électrique de 30 GHz de bande passante (Rohde&Schwarz FSV30).

### 3.2 Carte de phase et d'intensité

La figure 3.3-a présente la distribution de l'intensité en champ lointain du mode  $LG_{03}$ . En utilisant la méthode de mesure champ proche/champ lointain nous avons déterminé expérimentalement une valeur de  $M^2 \simeq 1.1$ , ce qui démontre un faisceau très proche de la limite de diffraction.

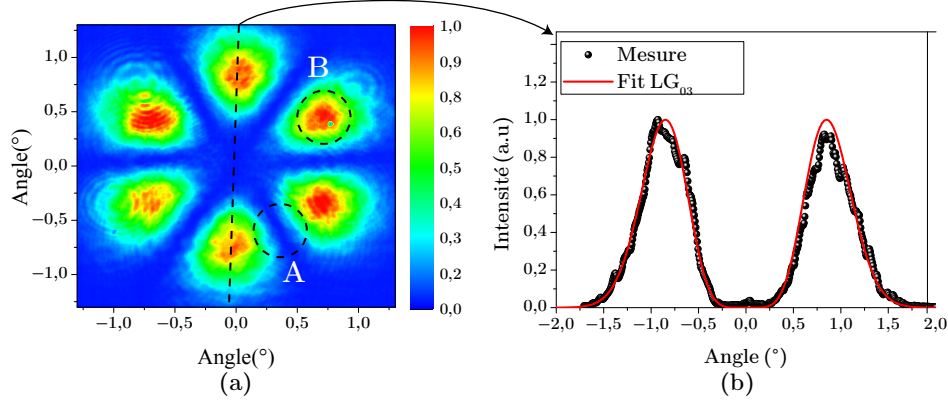


FIGURE 3.3 – Distribution de l'intensité en champ lointain du mode  $LG_{03}$  obtenu avec un masque métallique de type présenté sur la figure (2.18). — a) Profil 2D. — b) Coupe 1D.

La caractérisation de la structure et le bruit de phase du faisceau se font en deux étapes. Premièrement, nous avons effectué une mesure interférentielle dans les zones sombres entre deux lobes dans le profil transverse (dans ces zones, le champ est nul à cause d'une discontinuité de phase.). La mesure est stable car le délai introduit par le bras de l'interféromètre est très inférieur au temps de cohérence. Puis, le bruit de phase du front d'onde est examiné juste sur un seul lobe du faisceau. Cela nous permet de nous affranchir du problème de la variation de la phase à l'origine car la réinitialisation de la phase de laser sera toujours interprétée par l'analyseur comme un effet piston (valeur moyenne de la phase). Par contre, l'évaluation des aberrations d'ordre supérieur de la phase ainsi que la mesure du bruit de phase (valeur moyenne nulle) ne seront pas affectées.

La mesure interférentielle est présentée sur la figure 3.4-a, où l'on voit le décalage d'une frange d'interférence entre deux lobes adjacents qui montre le saut de phase de  $\pi$  entre ses deux lobes. De plus, la figure 3.4-b montre la mesure du bruit de phase enregistrée sur un seul lobe (zone B de la figure 3.3), où nous avons mesuré des fluctuations de phase relativement faibles (valeur efficace des fluctuations  $\delta\varphi_{rms} < 2\%$ ).

Les mesures de la carte d'intensité et de phase présentées ici montrent bien qu'on est en présence d'un faisceau laser de très haute qualité spatiale. Cela signifie que l'utilisation des masques métalliques intra-cavité n'introduit presque pas

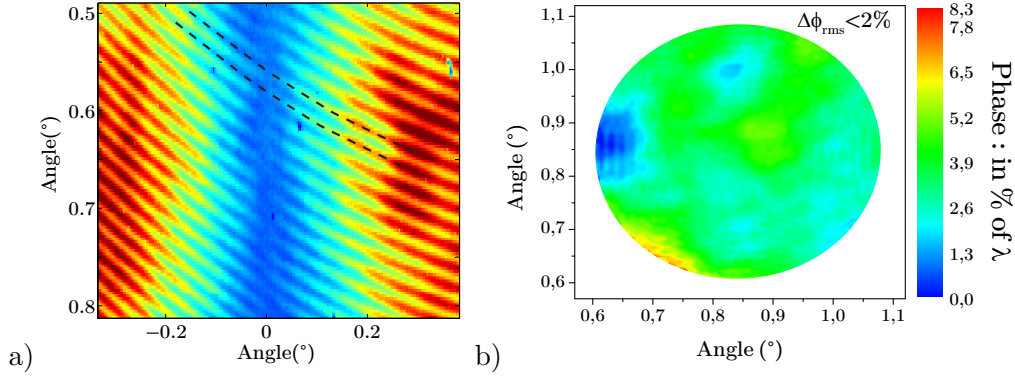


FIGURE 3.4 – a) Franges d’interférence de mode  $LG_{03}$  avec une onde quasi-plane enregistrées entre deux lobes adjacents (zone A de la figure 3.3). On voit clairement, le long des lignes en pointillés, le passage d’une intensité maximale à une intensité minimale, traduisant le passage d’un déphasage de 0 à  $\pi$  — b) Carte de phase en champ lointain enregistrée avec un analyseur de front d’onde sur un lobe (zone B de la figure 3.3).

d’aberrations significatives sur les modes du laser. En effet, cela est possible pour deux raisons : l’épaisseur des filtres est très petite devant la longueur d’onde et la cavité optique du VeCSEL est stable spatialement et de haute finesse, à chaque aller-retour les fluctuations de phase (aberrations) qui sont pas adaptées au mode de la cavité sont éliminées sous l’effet de la diffraction en espace libre.

### 3.3 Pureté du mode spatial : le TSMSR

Pour cette mesure, nous avons réalisé un VeCSEL émettant sur le mode  $LG_{02}$  dégénéré qui a été sélectionné avec un masque métallique en forme de croix simple (figure 1.5). La cavité plan-concave est de longueur  $L_c = 24.4\text{ mm}$  ( $ISL \simeq 6.14\text{ GHz}$ ) avec un miroir de sortie de rayon de courbure  $R_c = 25\text{ mm}$ . Le VeCSEL est pompé avec une diode monomode de forme gaussienne. Dans cette configuration, le spectre du VeCSEL est multimode longitudinal mais sur un état transverse unique.

La fréquence de coupure du RIN est assez basse ( $< 10\text{ MHz}$ ), après quoi le niveau de bruit d’intensité descend rapidement au niveau du bruit de grenaille de détection (à  $-96\text{ dBm}$ ), avec des pics de battement relativement forts aux multiples de l’ISL et des pics intermédiaires plus faibles dus aux battements des modes transverses. Le spectre de bruit est présenté sur la (figure 3.5-a) jusqu’au premier pic FSR.

Le pic très faible (à  $-94\text{ dBm}$ ) à la fréquence de  $\simeq 600\text{ MHz}$  correspond à un battement des modes transverses, et c’est le seul qui soit observable ici. Le calcul du spectre de la cavité froide du laser est montré sur la figure (figure 3.5-a), où on peut voir que les modes transverses possibles qui correspondent à ce battement sont :  $LG_{00}$ ,  $LG_{20}$ ,  $LG_{12}$  et  $LG_{04}$ . Cependant, le mode  $LG_{12}$  est le plus probable car

Mode $LG_{pm}$	00	12	20	04
$\Gamma_{r,\theta}$ (%)	11	5.7	5.7	9.0

TABLE 3.1 – Valeur du facteur de recouvrement  $\Gamma_{r,\theta}$  des modes transverses avec le détecteur. Le calcul est basé sur la mesure expérimentale de la taille du faisceau laser et sa position sur le détecteur.

il a la même symétrie et presque le même étalement spatial que le mode  $LG_{02}$  (gain modal très proche<sup>1</sup>) avec des valeurs de pertes très proches (cf. tableau 3.1). Nous faisons donc l’hypothèse, très plausible, que c’est le mode  $LG_{12}$  qui est à l’origine de ce battement, et que les autres ne peuvent afficher que des contributions plus faibles, non discernables sur le spectre de bruit.

En utilisant les mesures du signal de battement, et en introduisant les valeurs correctives de  $\Gamma_{r,\theta}$  évaluées expérimentalement (tableau 3.1), on peut calculer la valeur du TSMSR comme suit :

$$\text{TSMSR} = 10 \log \left[ 2 \times \Gamma_{r,\theta} \times \left( \frac{\bar{I}}{i_b} \right)^2 \right] \quad (3.4)$$

Dans le cette configuration, nous avons évalué un  $\text{TSMSR} > 80$  dB, ce qui signifie que le TSMSR est principalement limité par l’émission spontanée dans les modes faibles (figure 1.16).

### 3.4 Cohérence spatiale des modes LG vortex

Comme nous l’avons mentionné plus haut, nous avons pu stabiliser les deux premiers modes vortex  $LG_{01}$  et  $LG_{02}$  avec les deux types de masques (métallique ou masque à cristaux photonique). Cependant, le contrôle du signe de la charge topologique de vortex n’est stable qu’avec les masques à cristaux photoniques intégrant une perturbation de phase azimutale (figure 2.10). Pour observer la singularité de phase, nous avons utilisé un système interférentiel (figure 3.1), où nous avons fait interférer le faisceau laser avec une copie de lui même légèrement inclinée par rapport à l’axe de propagation.

Dans ce type d’interférence, un faisceau vortex en forme d’anneau avec une seule singularité sur son axe de propagation forme soit des franges d’interférence en forme de spirale ou en forme de fourche (figure 3.6), en fonction du rapport des rayons de courbure du front d’onde des deux faisceaux interférant [Basistiy 1995]. Dans notre

1. Dans les conditions de cette mesure, nous avons estimé un facteur de recouvrement spatial de  $\simeq 51.2\%$  et  $39.0\%$  pour les modes  $LG_{02}$  et  $LG_{12}$  respectivement.



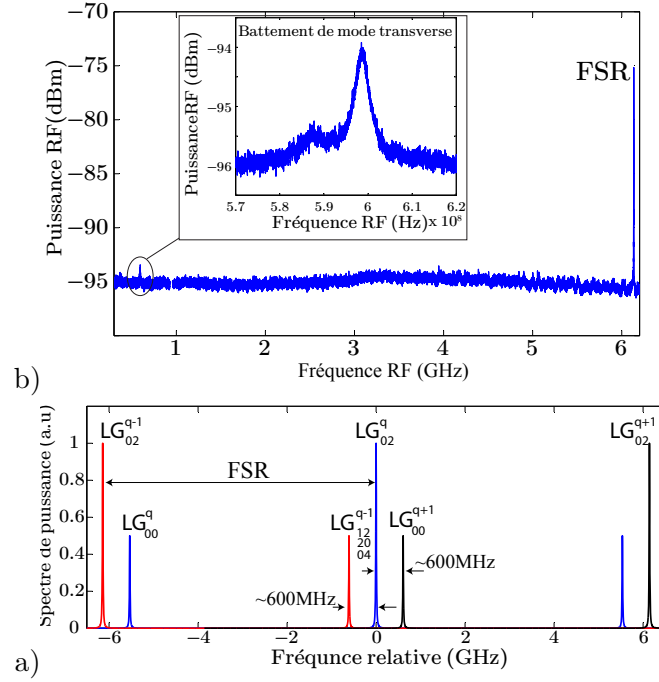


FIGURE 3.5 – a) Mesure du spectre radio fréquence de bruit d'intensité de VeCSEL à  $1\ \mu m$ , émettant sur le mode transverse  $LG_{02}$  dégénéré, sur une gamme de fréquences allant jusqu'au premier harmonique des battements des modes longitudinaux. En zoom, le signal de battement dû aux modes transverses faibles (résolution 20 kHz). — b) Spectre théorique de la cavité froide du VeCSEL.

cas, le faisceau à caractériser est resté collimaté ( $R(z) \rightarrow \infty$ ), et le faisceau de référence est soit une onde quasi-plane (sans lentille L2 dans figure 3.1) ou une onde quasi-sphérique (forte divergence après passage à travers la lentille L2).

En ce qui concerne le contrôle du signe de la charge topologique du vortex, nous avons constaté que le sens du vortex suit bien le sens de la perturbation de la phase induite par le cristal photonique (figure 3.7). De plus, la charge topologique est à priori un nombre entier, vu l'allure uniforme des profils d'intensité et la claire observation de la signature du vortex dans les interférogrammes.

On notera que bien que les vortex obtenus ne soient pas toujours mono-fréquence longitudinalement ou présentent un SMSR moins bon que celui donné par la limite quantique (figure 2.28), le spectre optique reste stationnaire. Ceci implique que la structure de la phase transverse n'est pas altérée, et donc que le moment orbital du faisceau est conservé.

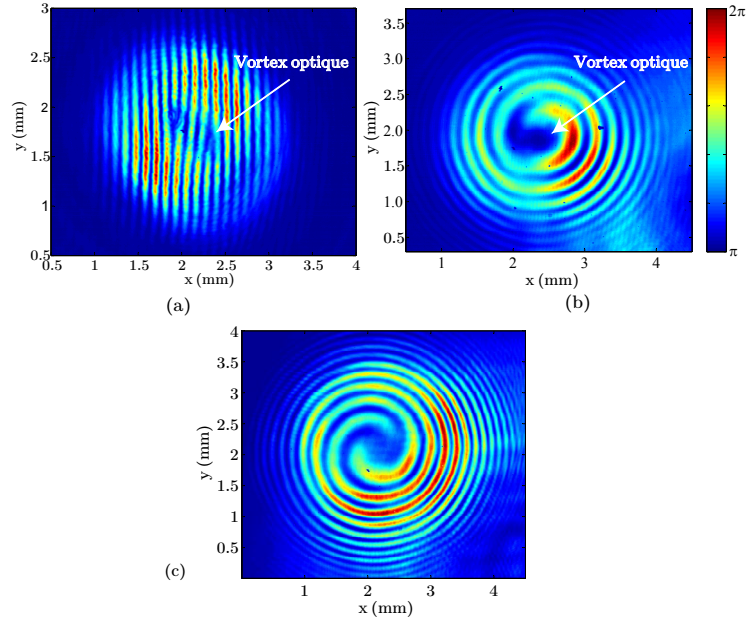


FIGURE 3.6 – Signature de la singularité de phase des modes  $LG_{01}$  et  $LG_{02}$  vortex. — a) Interférence en champ proche avec une onde de référence plane. La charge topologique du vortex est la différence du nombre de franges de part et d'autre de la singularité de phase, et son signe est la direction de la fourche. — b) Interférence en champ proche avec une onde de référence sphérique. Ici la charge topologique du vortex est le nombre de spirales, et son signe est la direction de rotation de la spirale. Ici on a  $m = -1$ . — c) Mode vortex  $LG_{02}$

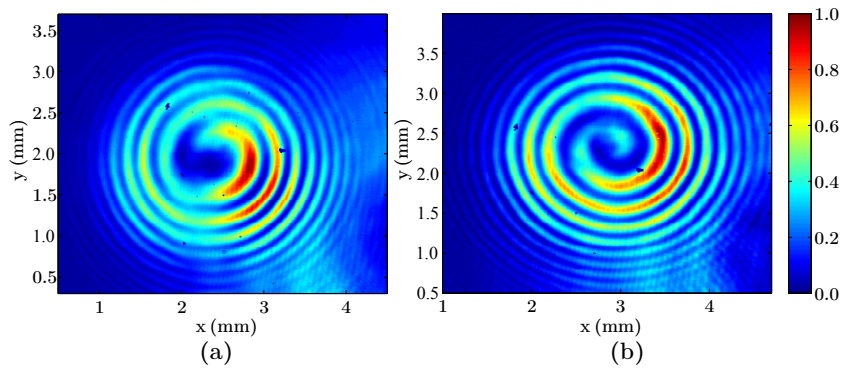


FIGURE 3.7 – Mode  $LG_{01}$  vortex contrôlé en signe de charge topologique avec un masque de phase perturbatif. Le signe de la charge suit le sens croissant de la phase induite par le cristal photonique. —a)  $m = -1$ . —b)  $m = +1$ .

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude de la cohérence spatiale du faisceau laser d'un VeCSEL émettant sur un mode Laguerre-Gauss d'ordre supérieur, qu'il s'agisse de modes LG dégénérés ou de modes LG vortex de type  $LG_{0m}^*$ . Nous avons vu que les modes sélectionnés sont issus d'une même base spatiale propre. Leur propagation est proche de la limite de diffraction, avec un facteur de propagation typiquement  $<1.1$ .

Nous avons vu que la structure de la phase des modes LG d'ordre supérieur est généralement plus complexe. Contrairement au mode gaussien fondamental  $TEM_{00}$  où la phase transverse est assez homogène, la phase transverse des modes LG d'ordre supérieur présente souvent plusieurs singularités de phase.

Pour les modes LG dégénérés (en forme de pétales), nous avons montré que les faisceaux générés sont peu divergents (quelques degrés), et hormis les sauts de phase déterministes qui existent entre les pétales adjacentes, la valeur efficace des fluctuations de phase transverse reste très faible ( $\sim \lambda/100$ ), signe d'une haute cohérence spatiale.

Pour juger de la pureté du mode spatial généré, nous avons évalué le taux de réjection de mode latéral (TSMSR) avec une technique basée sur la mesure de bruit d'intensité du laser. Cette technique nous a permis d'estimer un TSMSR  $>80$  dB, ce qui est proche de la limite fixée par l'émission spontanée dans les modes faibles.

En ce qui concerne les modes  $LG_{0\pm m}^*$  vortex, nous avons montré que ces modes peuvent être stabilisés en utilisant les deux types de filtres de modes (métalliques ou à cristaux photoniques). Cependant, le contrôle du signe du moment orbital nécessite une brisure de la symétrie du système pour lever la dégénérescence entre les deux sens du vortex  $\pm m$ . Dans notre cas, ceci a été réalisé par l'introduction d'un filtre à cristaux photonique, intégrant une fonction de phase de dépendance azimutale de forme  $e^{j\Delta m\theta}$ .

Troisième partie

Laser VeCSEL sans mode  
longitudinal



# Les sources de lumière blanche

---

Dans cette troisième partie du manuscrit, nous allons nous intéresser à un autre type de source laser assez inhabituelle de par sa conception et ses propriétés de cohérence. Il s'agit des lasers à décalage fréquentiel intra-cavité (ou FSF pour Frequency Shifted Feedback Laser). En effet, ces lasers ont la particularité d'émettre sur une bande spectrale relativement large tout en gardant une cohérence temporelle élevée. Ceci est assez contre-intuitif vu que conventionnellement, une source laser est plus cohérente temporellement si son spectre optique est étroit. Mais avant d'aborder cette catégorie de laser large bande et cohérent temporellement, nous allons présenter brièvement quelques techniques utilisées pour la génération de la lumière large bande (cohérente ou pas) et comment on arrive avec les laser FSF à réconcilier la cohérence temporelle élevée avec un spectre optique large.

## 1.1 Les sources continuum traditionnelles

Dans le cadre traditionnel de la génération de lumière large bande spectralement dite blanche ( $> 10$  nm), le but est d'obtenir une source de lumière dont le spectre de rayonnement s'étale sur une plage spectrale large tout en ayant une densité spectrale de puissance la plus élevée possible. Par contre, dans le cas général, les différentes composantes spectrales de cette source ne présentent pas forcément une relation de phase déterministe entre eux, ce qui se traduit par une faible cohérence temporelle. Dans la pratique, ces sources peuvent être regroupées dans trois catégories principales :

- Lampe à incandescence ou à décharge : émettant souvent dans le visible. En plus d'avoir une cohérence temporelle faible, elles affichent aussi une cohérence spatiale faible également parce que la lumière n'est pas émise dans des modes spatiaux propres.
- Les sources super-luminescentes : sont principalement des sources d'émission spontanée amplifiée (ASE pour Amplified Spontaneous Emission), comme les diodes super-luminescentes ou les sources à fibres dopées. Vu que la lumière est issue d'un guide, malgré la faible cohérence temporelle de ces sources (largeur spectrale de la dizaine à quelques centaines de nm), elles peuvent néanmoins afficher une cohérence spatiale élevée [Smith 2007], ce qui permet leur utilisation dans par exemple l'imagerie médicale, des applications d'interférométrie à lumière blanche [Naganuma 1990], les gyroscopes à fibre ou pour la caractérisation des éléments optiques discrets.

- Les sources super-continuum : dans ce type de source, une impulsion laser intense est propagée dans un milieu fortement non-linéaire, souvent une fibre. Au cours de la propagation de l'impulsion, son spectre est fortement élargi à cause des différents phénomènes non-linéaires présents dans la fibre (dispersion chromatique, self-phase modulation...). Là aussi, la cohérence temporelle de la source peut être dégradée à cause de l'élargissement spectral, par contre la propagation de la lumière sur un seul mode de la fibre peut conférer à l'onde optique une cohérence spatiale assez élevée[Hu 2011].

Pour résumer donc, cette catégorie de source large bande présente une cohérence temporelle très faible, ce qui limite leur utilisation à des applications où la cohérence temporelle n'est pas un facteur limitant.

## 1.2 Les sources large bande cohérentes en cavité résonnante

Nous avons vu que les sources thermiques, les sources d'ASE ou les super-continuum ne peuvent pas avoir une cohérence temporelle élevée à cause de leur spectre large et l'absence de relation de phase entre les différentes composantes spectrales. Dans ce paragraphe nous allons donner deux approches possibles pour concevoir une source laser large bande et cohérente temporellement.

### 1.2.1 Cavité Fabry-Pérot à mode de résonance élargi passivement

Dans cette approche, l'idée est de concevoir un système optique (ici une cavité Fabry-Pérot) dont l'état de la lumière soit naturellement large bande et l'associer par la suite à de l'amplification cohérente (émission stimulée). En effet, dans le cas d'une cavité Fabry-Pérot, élargir le mode de résonance revient à diminuer la finesse de la cavité<sup>1</sup>. Cependant, En configuration laser, ceci va juste donner un laser de mauvaise qualité vu que le résonateur est très ouvert, et n'améliore pas la cohérence de la source.

Un autre concept de cavité optique avec un mode de résonance large a été démontré en utilisant des miroirs de Bragg avec un pas variable (chirpé, figure 1.1)[Loranger 2014]. En effet, dans un Fabry-Pérot avec des miroirs fixe (figure 1.1-a), la condition aux limites des différentes longueurs d'onde est la même sur les miroirs, ce qui impose que chaque longueur d'onde oscille sur un mode longitudinal différent. Dans ce cas, la largeur de la résonance est fixée par la finesse de la cavité. Cependant, dans le cas d'un Fabry-Pérot utilisant des miroirs de Bragg chirpés, la condition aux limites pour chaque longueur d'onde est légèrement différente (figure 1.1-b, autrement dit la longueur de cavité effective est différente). Ceci donne la possibilité pour plusieurs longueurs d'onde d'osciller sur le même mode longitudinal, ce qui se traduit donc par un mode de cavité large spectralement. Néanmoins, la

---

1. en gardant la même longueur de cavité.

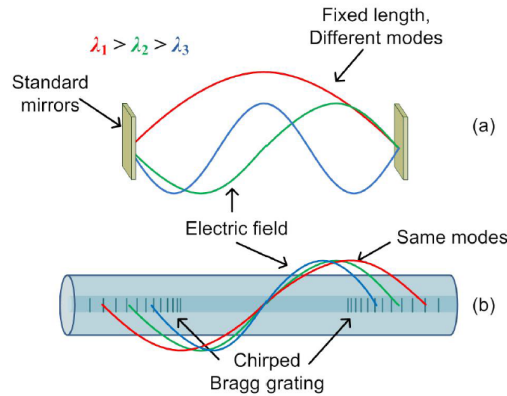


FIGURE 1.1 – Illustration de la distribution spatiale des modes résonants d'une cavité Fabry-Pérot . a) Cas de miroir standard. b) Cas de miroir de Bragg Chirpé. d'après[Loranger 2014].

résonance de ce type de cavité n'est pas plate spectralement <sup>1</sup>, l'utilisation de cette cavité dans une configuration laser conduira forcément à un affinement de spectre optique si le milieu actif est à gain homogène, et n'améliore pas les propriétés de cohérence si l'affinement spectral est évité par l'utilisation d'un milieu actif à gain inhomogène. A ce jour, aucune démonstration de l'émission laser large bande n'a été effectuée avec ce type de cavité.

### 1.2.2 Cavités FSF / lasers FSF

Dans une cavité optique conventionnelle, la lumière injectée fait des aller-retours et subit des effets d'interférences constructives et destructives. Seules les ondes satisfaisant la condition de résonance sont transmises, c'est ainsi qu'une cavité optique présente une discrimination spectrale, qui est d'autant plus importante que la finesse de la cavité est élevée (cf.§ 1.3.1).

Cependant, dans le cas d'une cavité FSF (figure 1.2), les effets d'interférence après un aller-retour sont empêchés en décalant, d'une manière déterministe, la fréquence de l'onde optique à chaque aller retour. Ce décalage est souvent effectué avec un modulateur acousto-optique (AOM pour Acousto-Optic Modulator) tel qu'à chaque passage de l'onde électromagnétique à travers l'AOM, elle subit un décalage en fréquence égal à la fréquence de l'onde Radiofréquence (de fréquence  $\Delta/2\pi$ ) qui alimente le modulateur. La question est donc : « *Quelle est la relation entre ce type de cavité et la génération de la lumière large bande cohérente ?* »

La réponse se trouve dans l'inspection de la réponse spectrale de cette cavité passive à une onde monochromatique. Comme cela est montré dans [Guillet de Chatellus 2011], la réponse de cette cavité est entièrement régie par trois paramètres, à savoir, les pertes optiques de la cavité ( $R$ ), le temps d'aller retour

1. Dans [Loranger 2014], les auteurs ont démontré une largeur à mi hauteur de 1.5 nm à  $\lambda = 1550$  nm.



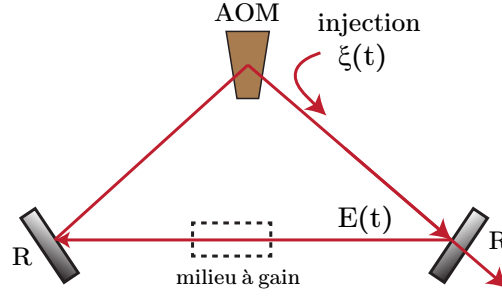


FIGURE 1.2 – Illustration d’une cavité avec un décaleur en fréquence intra-cavité. AOM est le modulateur acousto-optique qui assure le décalage en fréquence de l’onde optique après chaque aller-retour.  $\xi(t)$  est le champ électrique injecté dans la cavité et  $E(t)$  est le champ qui circule dans la cavité. Un laser FSF est réalisé avec le même type de cavité en rajoutant un milieu actif.

dans la cavité ( $\tau_c$ ) et la fréquence de décalage de l’AOM ( $\Delta/2\pi$ ). De manière qualitative, si le décalage en fréquence est nul, la réponse de la cavité retrouve sa forme de peigne périodique discret. En effet, *Chatellus et al* ont montré aussi que dans la limite de décalage faible ( $\tau_c \Delta/2\pi < 1\%$ ), la réponse spectrale d’une telle cavité est effectivement un peigne de fréquence mais qui chirpe dans le temps (figure 1.3-a)<sup>1</sup>. Cependant, si le décalage en fréquence par aller-retour devient comparable à l’intervalle spectral libre de la cavité (ISL), le spectre de la cavité perd son aspect discret et apparaît comme un continuum (figure 1.3-b) pour deux raisons. Premièrement, dans le cas général, bien que la réponse spectrale de la cavité soit périodique, elle n’est pas un simple peigne de fréquence. Deuxièmement, à cause du principe d’incertitude entre les deux espaces temps-fréquence, l’observation de la structure de la réponse de la cavité (spectre instantané!) n’est plus possible à cause du chirp très rapide [Guillet de Chatellus 2011].

L’intérêt donc des cavités FSF est que sous certaines conditions, la réponse de la cavité ne présente pas *a priori* de sélection spectrale, une onde qui y circule est décalée en fréquence de manière adiabatique et continue, pendant un temps proportionnel à la finesse de la cavité sans subir aucun effet de résonance. De plus, à un instant  $t$  le champ total qui circule dans une cavité FSF se superpose avec ses copies qui subissent un décalage en fréquence après plusieurs aller-retour dans la cavité. Ainsi, en première approximation, le spectre du champ à la sortie de la cavité occupera un étalement spectral plus large tout en gardant une certaine forme de cohérence. En effet, si on suppose que la cavité FSF est injectée par un laser mono-fréquence, les différentes composantes spectrales du champ à la sortie de la cavité gardent une certaine relation de phase entre elles sur un temps qui est le temps de cohérence du laser d’injection, ceci bien que l’étalement du spectre du champ à la sortie de la cavité soit plus important. Cependant, l’étalement spectral du champ sera forcément limité par la finesse de la cavité, c’est dire la durée de vie

1. Dans la littérature on référence à ce modèle par le nom de ‘Moving Comb Model’.

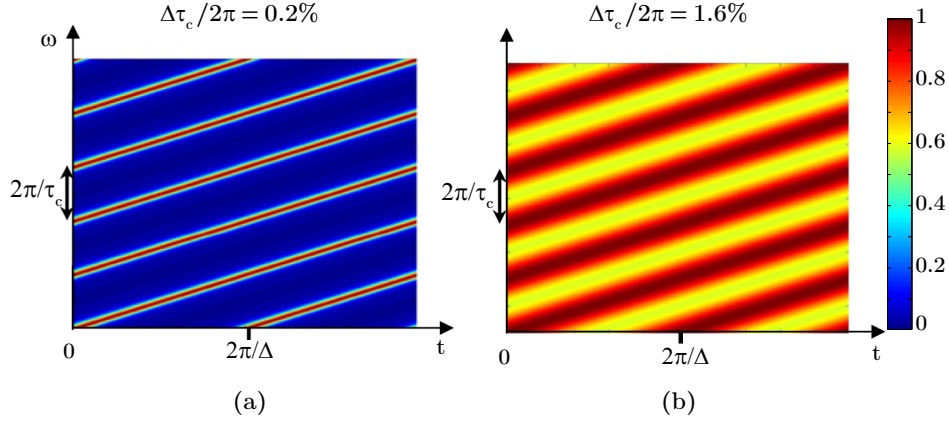


FIGURE 1.3 – Représentation du spectre d’une cavité FSF dans un plan temps-fréquence. –a) à faible décalage, le spectre de la cavité FSF est un peigne de fréquence qui chirpe dans le temps. –b) Le contraste de peigne disparaît donnant un spectre continuum. D’après [Guillet de Chatellus 2011].

de des photons à l’intérieur de la cavité FSF [Yatsenko 2009].

Les lasers FSF, quant à eux, sont simplement des cavités FSF dans lesquelles on a introduit un milieu actif [Kowalski 1988]<sup>1</sup>. Dans ce cas, en plus du décalage spectral, l’onde qui circule dans la cavité subit aussi de l’amplification cohérente grâce à l’émission stimulée<sup>2</sup>. Dans le cas où le champ initial est simplement l’émission spontanée du milieu (souvent large bande, et consiste en des émetteurs décorrélés entre eux), le gain amène à un fonctionnement laser large bande aussi appelé « sans mode ». Ceci est rendu possible par l’absence des modes de résonance de la cavité plus l’effet de décalage en fréquence qui contre l’affinement spectral dû à la courbure de gain.

En ce qui concerne la cohérence de cette source (cf. § 2.1.1.3), on peut donner une vision simple en considérant que le laser sans mode est une onde qui a été initiée quelque part dans les ailes du spectre, puis sa fréquence a été décalée tout le long du spectre, de manière déterministe (sans ajout de bruit de phase). La perte de cohérence se produira donc une fois que l’onde quitte la plage spectrale où le gain dépasse les pertes. Le temps de cohérence de cette onde peut donc être considéré comme le temps de parcours du spectre optique [Yatsenko 2009]. Comme nous le verrons par la suite, ce temps peut être du même ordre de grandeur que le temps de cohérence des sources laser mono-fréquence traditionnelles DFB ou VCSEL monolithique (cf. § 4.2.1).

La figure 1.4 présente une illustration de la comparaison entre la définition du temps de cohérence pour un laser mono-fréquence et un laser sans mode FSF.

1. Dans la littérature, le système cavité FSF + un laser mono-fréquence d’injection est aussi considéré un laser FSF.

2. Si le milieu à gain est pompé et que le gain dépasse les pertes optiques dans la cavité.

D'après cette définition, et aussi surprenant que cela soit, plus le spectre d'un laser sans mode est large, plus sa cohérence est améliorée. Ainsi, les sources lasers sans mode sont le candidat idéal pour réconcilier l'émission large bande et la cohérence temporelle.

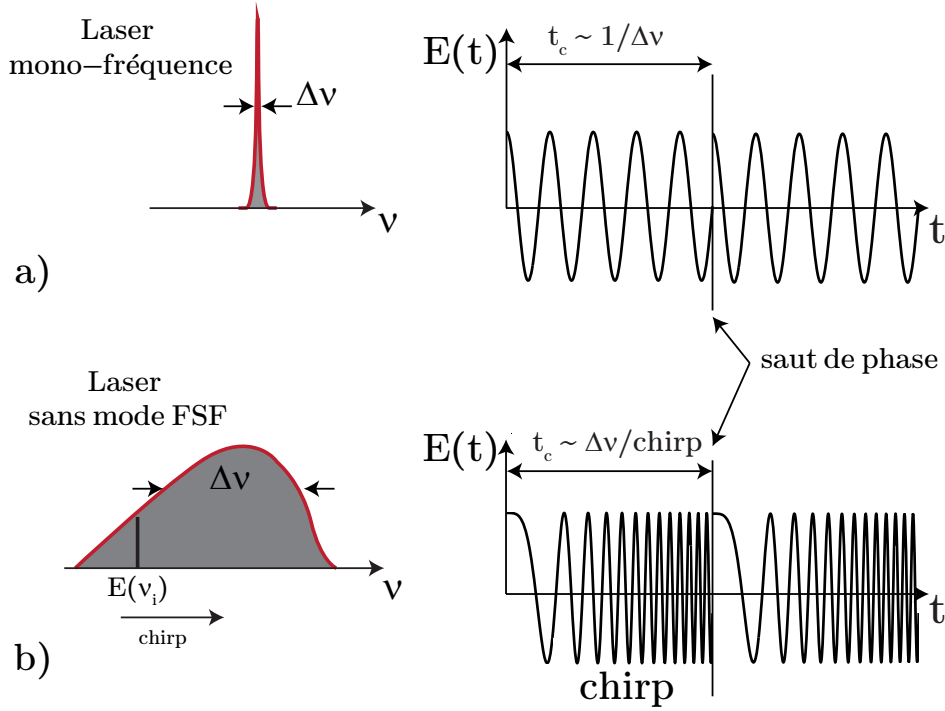


FIGURE 1.4 – Illustration schématique de la relation entre la largeur spectrale d'un laser et le temps de cohérence. –a) pour un laser mono-fréquence. –b) un laser sans mode : le temps de cohérence de laser est égale au temps qu'une onde aurait passer pour être décalée en fréquence à la valeur de la largeur spectrale du laser à l'état stationnaire.

Cette deuxième partie de manuscrit sera dédiée à la réalisation d'une source laser FSF avec la technologie VeCSEL. Elle est organisée comme suit. Un premier chapitre dans lequel nous allons présenter une brève description théorique du champ électrique dans les laser FSF et ses propriétés de cohérence (spectre optique et spectre RF). Dans ce contexte, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux paramètres clés pertinents pour notre étude (comme par exemple l'allure du spectre optique et la quantification de la cohérence de la source à partir des spectres RF). Un deuxième chapitre dédié principalement à la conception d'un laser sans mode VeCSEL. Dans un premier temps, nous allons donner les paramètres clé de la conception d'un structure 1/2 VeCSEL à fort gain large bande. Ensuite, nous allons décrire la conception de la cavité FSF avec toutes les briques nécessaires (stabilité de la cavité, détail de conception liée au gain limité des structures 1/2 VCSEL). Enfin, nous allons présenter l'étude physique de notre laser sans mode. Cette étude revêt à la fois un aspect théorique à travers un modèle de la dynamique

spectro-temporelle du laser, mais aussi un aspect expérimental. Ce chapitre sera conclu par la présentation des premiers résultats de VeCSEL-FSF injecté par un laser mono-fréquence en vue de la réalisation d'une source impulsionnelle à taux de répétition contrôlé.



# Fondements théoriques des lasers sans mode

La configuration la plus simple d'un laser consiste à insérer un milieu à gain dans un résonateur monomode transverse, de type Fabry-Pérot polarisé linéairement, avec un système de pompage pour apporter de l'énergie. Spectralement, ce résonateur définit un peigne de fréquences de résonance, ou de modes longitudinaux, sur lesquelles l'oscillation laser est possible. Ainsi, les multiples passages de la lumière dans le milieu amplificateur permettent de sélectionner une seule raie (laser mono-fréquence) ou plusieurs raies (laser multimode, laser impulsionnel), présentes dans la courbe de gain du milieu amplificateur (figure 2.1).

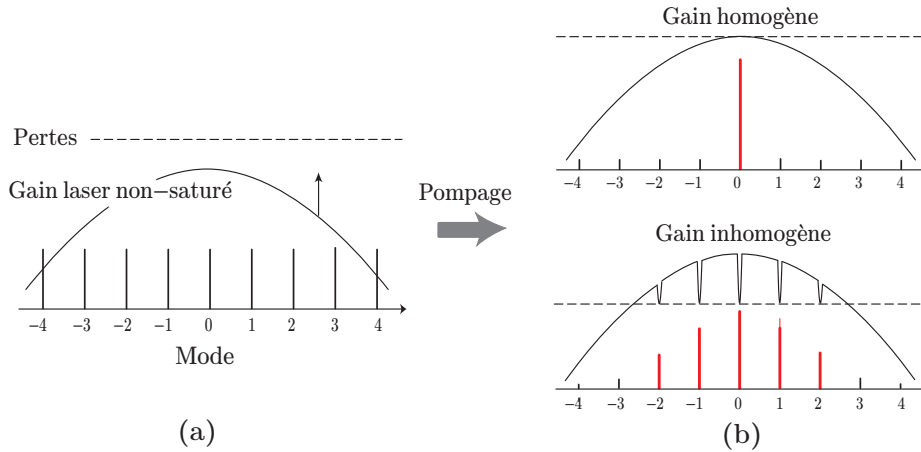


FIGURE 2.1 – Illustration schématique de l'évolution spectrale de la courbe de gain homogène et inhomogène. (a) Avant saturation. (b) Après saturation : dans le cas du gain homogène, la saturation de gain est fixée par le mode longitudinal le plus proche du maximum de la courbe de gain, conduisant à un fonctionnement mono-fréquence. Dans le cas du gain inhomogène, le gain est saturé indépendamment par chaque mode longitudinal, et continue à croître avec le pompage, conduisant à un fonctionnement laser multimode.

En effet, peu importe le fonctionnement du laser (continu ou impulsionnel)<sup>1</sup>, la puissance optique est toujours répartie sur le peigne de fréquences des modes longitudinaux.

1. Évidemment dans le cas de résonateur monomode transverse avec un seul état de polarisation.

Cependant, la situation est complètement différente pour un laser FSF. Dans ce type de laser, l'élément décaleur de fréquence (l'AOM) inséré dans la cavité du laser empêche les résonances habituelles de la cavité. A chaque fois que l'onde électromagnétique fait un aller retour dans la cavité, elle subit un décalage Doppler en fréquence de manière adiabatique, puis elle est amplifiée (figure 2.3). Ainsi, l'affinement spectral dû à l'émission stimulée (la courbure de gain) est *contré* par l'effet du décalage en fréquence qui a tendance à élargir le spectre du laser. A l'état stationnaire du laser, le gain est saturé par l'intensité totale du laser qui est répartie sur une plage spectrale assez large (figure 2.2). De plus, ce qui distingue le laser FSF du laser multimode longitudinal, c'est que dans le premier il n'y a pas de modes longitudinaux (la cavité a un spectre continuum) et chaque composante spectrale décalée en fréquence acquiert une cohérence temporelle à cause de l'amplification cohérente; tandis que dans le laser multimode, l'oscillation laser est sur plusieurs modes longitudinaux incohérents entre eux ce qui dégrade fortement la cohérence temporelle du laser.

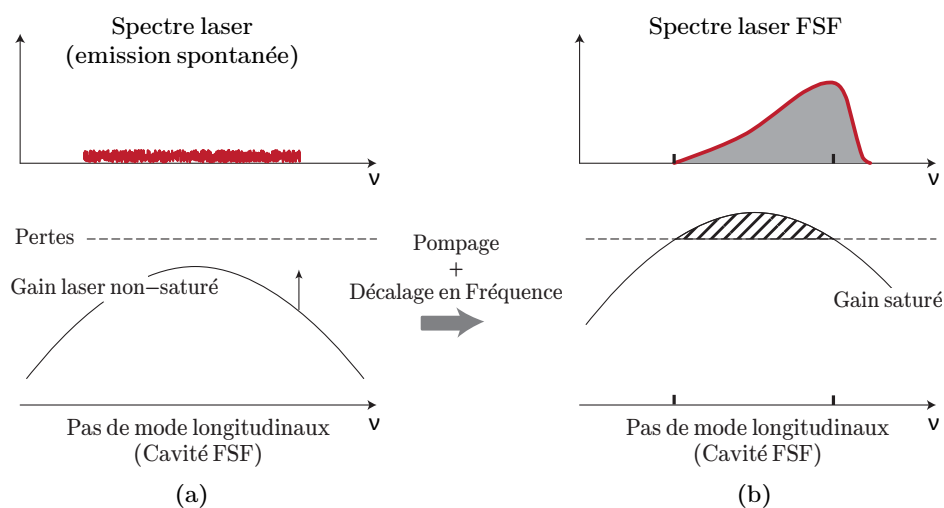


FIGURE 2.2 – Illustration schématique du processus de saturation du gain dans un laser FSF. –a) Lorsque le gain < pertes optiques, la sortie du FSF est juste le bruit d'émission spontanée. –b) Après saturation : la saturation du gain est fixée par un équilibre entre l'affinement spectral dû à la courbure de gain et l'étalement spectral dû au décalage en fréquence. Le gain est saturé par une intensité totale répartie sur une plage spectrale large.

### Les lasers FSF : mode de fonctionnement et applications

Le montage expérimental typique d'un laser FSF est schématisé sur la figure 2.3. La cavité laser est fermée sur l'ordre de diffraction +1 (ou -1) d'un modulateur acousto-optique avec une fréquence de décalage  $\Delta$ . A chaque fois que l'onde optique fait un aller-retour dans la cavité, sa fréquence  $\omega_0$  est augmentée (diminuée) par

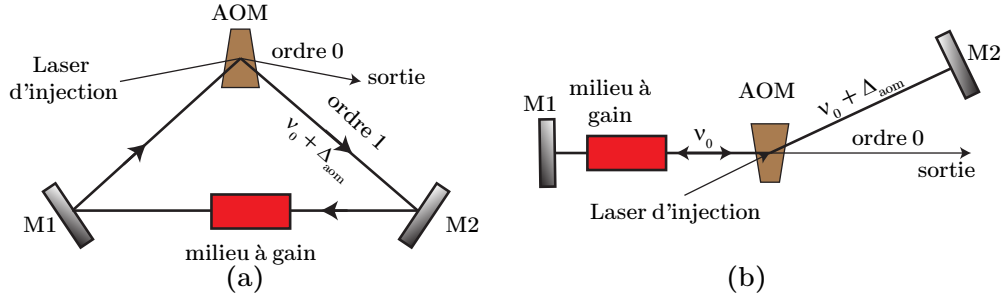


FIGURE 2.3 – Montage expérimental d’un laser FSF avec injection monochromatique. – a) Cavité en anneau. – b) Cavité linéaire : Étant donné que le modulateur acousto-optique est un élément non-réciproque, dans cette configuration l’onde électromagnétique subit  $2 \times \Delta$  après un aller-retour dans la cavité.

la valeur de  $\Delta$  dans le cas d’une cavité en anneau, et  $2 \times \Delta$  dans le cas d’une cavité linéaire<sup>1</sup>. On peut donc s’attendre à ce que le laser FSF soit naturellement « chirpé » en fréquence[Yatsenko 2009]. Le fonctionnement d’un laser FSF est régi essentiellement par les paramètres suivants<sup>2</sup>[Yatsenko 2004b] :

- $\Delta$  : le décalage en fréquence par aller-retour dans la cavité.
- $\tau_r = 1/ISL$  : le temps d’aller-retour dans la cavité.
- $\Gamma_f$  : la largeur spectrale des éléments limitant la bande passante optique dans la cavité.

On distingue deux types de fonctionnements pour un laser FSF :

1. Laser FSF injecté par émission spontanée : Dans cette configuration, l’oscillation laser est initiée uniquement par l’émission spontanée. Le fonctionnement laser dépend fortement des propriétés du milieu à gain (durée de vie des électrons à l’état excité, effet non-linéaire) et de la présence d’éléments intra-cavité filtrants. Dans cette configuration le laser peut émettre en régime continu dit sans modes, c’est à dire, avec un spectre large bande[Kowalski 1988, Ogurtsov 2006] mais tout en gardant une cohérence élevée. En ce qui concerne l’aspect applicatif des lasers FSF en régime de fonctionnement sans mode, le spectre large bande et la haute qualité spatiale permettent l’optimisation de l’excitation de l’atome de sodium en haute atmosphère pour être utilisée comme une étoile artificielle dans le domaine de l’astronomie [Pique 2003], et ce quel que soit l’état du sodium (température, pression). De plus, à grâce à leurs propriétés uniques de cohérence, quand un laser FSF est injecté dans un interféromètre de type Michelson, son spectre radio fréquence (RF) contient des pics de battement à des fréquences qui varient linéairement avec la distance. Ainsi, les lasers FSF trouvent naturellement des applications dans le domaine de mesure de distance. La littérature

1. A cause de la non-réciprocité du modulateur acousto-optique.

2. à condition que le milieu amplificateur puisse fournir le gain nécessaire pour atteindre le seuil laser



recense notamment des mesures à haute résolution sur de grandes distances, par exemple [Nakamura 2000] démontre une résolution de l'ordre de 20 mm sur des distances  $> 18$  km (soit une résolution relative de  $\approx 10^{-6}$ ).

2. Laser FSF injecté par un laser monochromatique : Cette configuration est très intéressante. Il a été montré qu'elle donne plus de contrôle sur le fonctionnement du laser FSF en régime sans mode pour atteindre des niveaux de puissance plus élevés sans déstabiliser le laser (à cause des effets non-linéaires)[Ogurtsov 2006]. De plus, l'utilisation d'un laser d'injection modulé en fréquence ou en phase permet encore d'optimiser le rapport signal sur bruit lorsque le laser FSF est utilisé pour les mesures de distance [Yatsenko 2004a]. Plus intéressant encore, dans le cas où  $\Delta/ISL = p/q$  (avec  $p$  et  $q$  deux nombres entiers premiers entre eux) le laser FSF génère des impulsions très stables avec un taux de répétition accordable par pas de  $q \times ISL$ [de Chatellus 2013]. Ceci qui ouvre la voie vers de nouvelles applications du laser FSF dans les domaines des télécommunications ultra rapides, ou encore dans le domaine de génération du rayonnement THz.

### Pourquoi un laser FSF VeCSEL ?

De nos jours, la plupart des lasers FSF réalisés et étudiés sont des lasers à cristaux dopés (Ti :Sa, Nd :YAG ...), des lasers à colorant ou des lasers à fibre dopée<sup>1</sup>. Les largeurs spectrales démontrées varient entre quelques centaines de GHz pour les laser à fibres dopées et les colorants [Ogurtsov 2006, de Chatellus 2013] et peuvent aller jusqu'au THz pour le laser Ti :Sa ( $\sim 2$  THz en fonctionnement libre et jusqu'à  $\sim 3.5$  THz en régime injecté par laser mono-fréquence ont été démontrés dans [Brandl 2010]). Néanmoins, dans la plus grande part de ces systèmes laser, le fonctionnement laser sans mode en continu dépend souvent des conditions expérimentales. Le laser a tendance à fonctionner en régime impulsionnel ou chaotique, surtout dans le cas des lasers FSF à fibre où le confinement spatial augmente l'impact des effets non-linéaires [Sabert 1994, Bonnet 1996, Ogurtsov 2006].

Dans cette partie du document nous allons présenter la réalisation d'un laser FSF avec la technologie VeCSEL. Le premier intérêt de ce travail est d'abord d'explorer les propriétés physiques et le comportement des lasers FSF dans le cas d'un milieu à gain à semi-conducteur (largeur spectrale atteignable, cohérence temporelle de la source...). Les avantages majeurs motivant le développement d'un laser FSF avec la technologie VeCSEL sont :

- Flexibilité en longueur d'onde : Contrairement aux systèmes lasers présentés plus haut, pour lesquels la gamme spectrale est fixée par les dopants disponibles, l'ingénierie des milieux à gain à base des matériaux III-V donne accès à une grande plage spectrale dans le domaine 0.8-3  $\mu\text{m}$ . De plus, les

---

1. à l'exception de la démonstration d'un FSF-VCSEL uniquement en régime pulsé sans injection monochromatique [Saarinen 2011].

techniques de fabrication disponibles avec les semi-conducteurs permettent d'envisager une ingénierie spécifique du milieu à gain (par exemple : décalage spectral du gain des différents puits quantiques) visant à élargir la bande de gain (typiquement jusqu'à  $\sim$  THz) permettant d'étendre la longueur de cohérence du laser.

- Possibilité d'intégration : La faible épaisseur du milieu à gain permet de relâcher des contraintes lors de la conception de la cavité optique. En effet, le recouvrement de la pompe et du signal se fait simplement à la surface de la puce à semiconducteur, alors que des aspects liés au volume du milieu à gain sont habituellement à considérer dans les DPSSL. Ainsi, dans le cas du VeCSEL, la cavité peut être conçue pour avoir une dimension longitudinale de l'ordre de l'épaisseur de l'élément acousto-optique. De plus, la faible épaisseur du milieu à gain facilite la mise en forme de la lumière issue de pompes multimodes de mauvaise qualité spatiale, réduisant encore les dimensions et le coût du système de pompage.
- Puissance optique élevée (W) : Ceci est une propriété importante des VeCSELs : la puissance des lasers à semi-conducteur est habituellement limitée par l'échauffement excessif de la zone active (diminution du rendement quantique à cause des effets Auger). Cependant, pour le VeCSEL, il est possible de contourner cette limitation en augmentant la taille de mode laser et celle de la pompe. Ceci est rendu possible à la fois par la configuration d'émission laser verticale et par le fait que la taille du mode laser et celle de la pompe peuvent se régler indépendamment grâce à la configuration de la cavité externe. De plus, et pour améliorer encore la dissipation de la chaleur vers l'extérieur de la zone active, il est possible de retirer le substrat, de faible conductivité thermique, et coller la membrane résultante (zone active + Bragg de  $\sim$  quelques  $\mu\text{m}$ ) sur un substrat de meilleure conductivité thermique (dissipateur en SiC ou en Or) [Laurain 2010a].

## 2.1 Propriétés spectro-temporelles des lasers FSF à l'état stationnaire

Comme nous l'avons introduit plus haut, les lasers FSF sont basés sur une configuration de cavité optique où les effets de résonances habituels sont supprimés. Ceci est obtenu en décalant la fréquence de l'onde optique après chaque aller-retour à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Pour comprendre le fonctionnement d'un tel laser, il est nécessaire d'examiner les propriétés de son spectre optique. Les propriétés de cohérence temporelle sont évaluées à travers le spectre RF (Radiofréquence) de bruit du signal d'un interféromètre de Michelson.

L'étude théorique des propriétés spectrales et de cohérence temporelle des lasers FSF a été largement discutée dans la littérature. Ici, nous allons rappeler les notions principales et pertinentes à la compréhension des résultats obtenus avec notre

VeCSEL FSF au cours de cette thèse. Nous allons commencer par nous intéresser à une cavité passive sans mode injectée par des signaux optiques de natures différentes (monofréquence ou émission spontanée) et nous poursuivrons en insérant un milieu à gain dans une telle cavité.

### 2.1.1 Modèle de cavité passive pour les lasers FSF

Ce modèle est basé sur une configuration de cavité en anneau unidirectionnelle comme cela est présenté dans la figure 2.4, où la cavité est fermée sur le premier ordre de diffraction de l'AOM. On néglige les effets de la saturation du gain et la dépendance spectrale des différents éléments dans la cavité. Les pertes de la cavité (AOM + miroir) sont simplement représentées par un coefficient de réflexion  $R < 1$  sans dépendance spectrale.

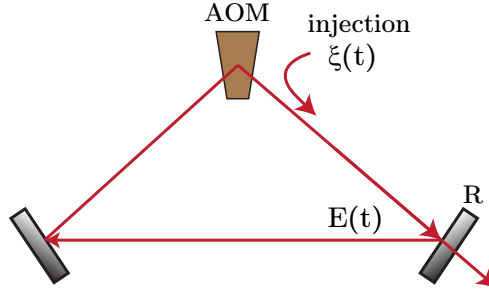


FIGURE 2.4 – Modèle de cavité froide pour un laser FSF.

On suppose que la cavité est injectée par un champ  $\xi(t)$ <sup>1</sup>. Ainsi, après chaque aller-retour dans la cavité,  $\xi(t)$  subit un décalage en fréquence  $\Delta$  et son amplitude est diminuée par un facteur  $R$ . A un instant  $t$ , le champ total intra-cavité  $E(t)$  suit une relation de récurrence donnée par [Guillet de Chatellus 2011, Yatsenko 2009] :

$$E(t) = \xi(t) + R e^{i\Delta t} \times E(t - \tau_r) \quad (2.1)$$

où  $\tau_r$  est le temps d'aller retour dans la cavité. (2.1) peut s'écrire sous la forme d'une série infinie comme suit :

$$E(t) = \sum_{n=0}^{\infty} R^n \xi(t - n\tau_r) \times e^{i(n\Delta t - \phi_n)} \quad (2.2)$$

où  $\phi_n$  est la phase accumulée après  $n$  aller-retour dans la cavité. Elle est donnée par :

$$\phi_n = \Delta \tau_r \times \sum_{l=0}^{n-1} \frac{n(n-1)}{2} \Delta \tau_r \quad (2.3)$$

1. De forme spectrale quelconque : émission spontanée, mono-chromatique...

### 2.1.1.1 Représentation temps-fréquence des lasers FSF

Pour évaluer les caractéristiques spectrales des lasers FSF, il est intéressant d'exprimer le champ électrique  $E(t)$  par sa représentation dans l'espace des fréquences. Nous décrivons le champ d'injection  $\xi(t)$  par sa transformée de Fourier comme suit :

$$\xi(t) = \int \tilde{\xi}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.4)$$

En utilisant l'équation (2.4) pour  $\xi(t)$ , l'équation (2.2) pour  $E(t)$  et les propriétés de la transformée de Fourier, on peut montrer que le champ  $E(t)$  peut s'écrire sous la forme suivante [Guillet de Chatellus 2011] :

$$\begin{aligned} E(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} R^n e^{-i\phi_n} \int \tilde{\xi}(\omega) e^{i(\omega+n\Delta)t} e^{-in\omega\tau_r} d\omega \\ &= \int \tilde{\xi}(\omega) F_{(R,\Delta\tau_r)}(\omega\tau_r - \Delta t) e^{i\omega t} d\omega \end{aligned} \quad (2.5)$$

où  $F_{(R,\Delta\tau_r)}(\omega\tau_r - \Delta t)$  est une fonction périodique de période  $2\pi$  définie par sa série de Fourier :

$$F_{(R,\phi)}(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} R^n e^{-in\theta} e^{-in(n-1)\phi/2} \quad \text{avec } \phi = \Delta\tau_r \quad (2.6)$$

L'écriture du champ  $E(t)$  telle qu'elle est présentée dans l'équation (2.5) montre que la dépendance du laser FSF sur les propriétés du champ d'injection est séparable de celle des propriétés de la cavité FSF. Ces dernières dépendent uniquement du temps d'aller-retour  $\tau_r$  et du décalage en fréquence  $\Delta$ , à travers la fonction  $F_{(R,\phi)}$ .

On notera que  $F_{(R,\phi)}$  est périodique dans l'espace des temps (période  $2\pi/\Delta$ ) et dans l'espace des fréquences (période  $2\pi/\tau_r$ ). De plus,  $F_{(R,\phi)}$  présente un chirp intrinsèque donné par :

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \frac{\Delta}{\tau_r} \quad (2.7)$$

c'est précisément ce qui donne la nature chirpée de la lumière émise par les lasers FSF<sup>1</sup>.

Il est intéressant de remarquer la dépendance quadratique de la phase des différents termes de la décomposition de  $F_{(R,\phi)}$  dans l'équation (2.6). Ceci implique que cette fonction est généralement différente d'un peigne de fréquence<sup>2</sup>, sauf dans le cas où  $\Delta/2\pi$  est commensurable avec  $1/\tau_r$  (autrement dit :  $\Delta \times \tau_r = q(2\pi)$ ,  $q \in \mathbb{N}$ ). La figure 2.5 présente quelques exemples de l'allure de  $|F_{(R,\phi)}|^2$ , pour différentes valeurs du décalage en fréquence par rapport à l'intervalle spectral libre.

1. En effet, ce chirp peut atteindre des valeurs très grandes. Par exemple pour une cavité de 1 m et une valeur typique  $\Delta/2\pi = 100$  MHz, le taux de décalage en fréquence est de l'ordre de  $1,5 \times 10^{16}$  Hz/s, ce qui est très rapide par rapport à un décalage en fréquence extra-cavité utilisé dans les techniques de télémétrie.

2. Ceci fait référence aux Moving Comb Model qui a été souvent évoqué pour expliquer les pics périodiques de battements observés sur le spectre RF des laser FSF, à l'issue d'un interféromètre de Michelson [Nakamura 2000].

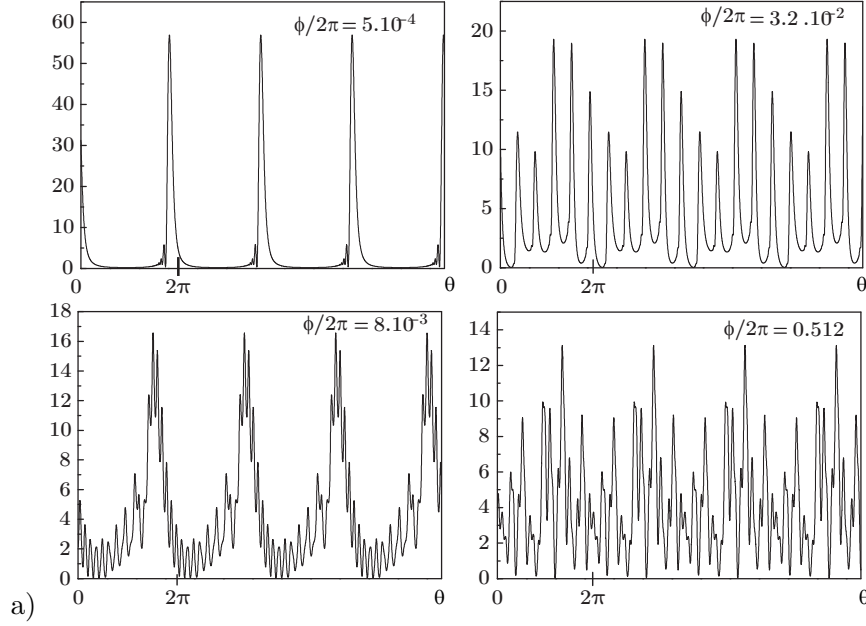


FIGURE 2.5 – Simulation de la fonction  $|F_{(R,\phi)}|^2$  pour différentes valeur  $\phi = \Delta\tau_r$ . A la limite d'un faible décalage spectral par aller retour, le fonction de transfert de la cavité FSF tend vers un peigne de fréquence qui dérive dans le temps.

Lorsque le chirp est fort, on remarque que la fonction de transfert s'éloigne fortement de celle d'un Fabry-Perot classique et se complexifie beaucoup. Pour des chirps faibles, on tend vers un peigne de fréquence se déplaçant continument dans le temps (appelé « Moving Comb »), comme le montre la figure 2.6.

Finalement, on notera que si le décalage en fréquence est nul ( $\Delta = 0$ ), et la cavité est injectée par un champ mono-chromatique ( $\xi(\omega) = E_0\delta(\omega - \omega_0)$ ) la fonction  $F_{(R,\phi)}$  se simplifie à la transmission d'une cavité Fabry-Pérot conventionnelle, avec un peigne de fréquence bien défini de périodicité  $2\pi/\tau_r$ .

### 2.1.1.2 Spectre optique d'un laser FSF injecté par l'émission spontanée : le laser sans mode (LSM)

A partir de l'expression (2.5) du champ électrique d'un laser FSF, on peut constater que son spectre dépend explicitement du temps (à travers la fonction  $F_{(R,\phi)}$ ). Les propriétés spectrales sont mieux appréhendées par la méthode de transformée de Fourier à court terme (STFT<sup>1</sup>). Ainsi, à un instant  $\tau$ , et à partir de la définition de  $E(t)$  (2.5), le spectre du laser FSF peut s'écrire sous la forme :

$$\tilde{E}(\omega) = \int w(t - \tau) E(t) e^{i\omega t} dt \quad (2.8)$$

1. Pour Short Time Fourier Transform

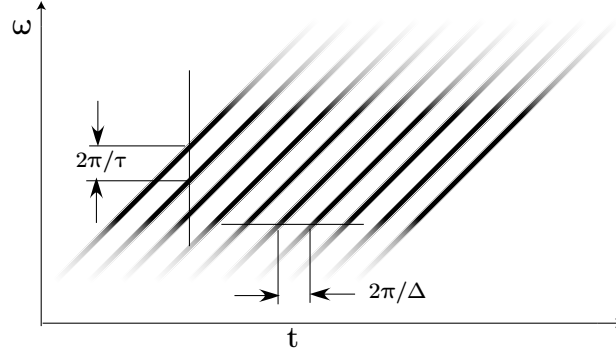


FIGURE 2.6 – Le modèle de peigne chirpé (Moving Comb) valable uniquement dans le cas de décalage spectral faible ( $\Delta\tau_r/2\pi < 1\%$ ) [Guillet de Chatellus 2011]

avec  $w(t)$  une fenêtre temporelle gaussienne<sup>1</sup> définie par la condition de normalisation suivante :

$$\int w(t) dt = 1 \quad (2.9)$$

où sa transformée de Fourier est donnée par :

$$\tilde{w}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int w(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.10)$$

On notera que si  $w(t)$  est d'une durée temporelle  $T_w$ , sa largeur dans le domaine des fréquences est de  $\sqrt{8 \ln 2}/T_w$ .

La transformée STFT du champ électrique du laser FSF s'écrit donc sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\tau, \omega) &= \int w(t - \tau) E(t) e^{i\omega t} dt \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} R^n e^{-i\phi_n} \times \iint w(t - \tau) \tilde{\xi}(\omega') e^{i\omega'(t - n\tau_r) + i(\omega + n\Delta)t} d\omega' dt \end{aligned} \quad (2.11)$$

Un bon choix de la largeur  $T_w$  consiste à considérer une fenêtre temporelle plus courte que la période de la variation la plus rapide dans le spectre du laser FSF<sup>2</sup>. Pour cela, on suppose que la largeur du spectre du champ  $E(t)$  est de l'ordre de  $n_0\Delta$ , où  $n_0$  est le nombre de termes d'amplitude significative dans la somme (2.2) (tels que  $R^{n_0} \ll 1$ ). Guillet de Chatellus et al. ont montré que le spectre du laser FSF peut se mettre sous forme d'un produit de convolution, dans l'espace des fréquence, entre la fonction  $\tilde{\xi}(\omega) F_{(R, \Delta\tau_r)}(\omega\tau_r - \Delta t) e^{i\omega t}$  et la fenêtre  $\tilde{w}(\omega)$ <sup>3</sup> comme

1. La fenêtre gaussienne est préférable parce qu'elle permet un produit temps-fréquence minimum parmi toutes les fenêtres possibles [Chen 2001].

2. Une sorte de condition de Shannon.

3. Le terme  $e^{i\omega\tau}$  est juste un terme de déphasage.

suit :

$$\tilde{E}(\tau, \omega) = \int \tilde{\xi}(\Omega - \omega) F_{(R, \Delta\tau_r)}((\Omega - \omega)\tau_r - \Delta\tau) \tilde{w}(\Omega) e^{i\Omega\tau} d\Omega \quad (2.12)$$

Le résultat le plus important de leur discussion est que la structure du spectre du laser FSF n'est plus observable si le décalage en fréquence  $\Delta$  dépasse quelques % de l'intervalle spectral libre de la cavité : le spectre du laser FSF se comporte alors comme un continuum, d'où son appellation « sans mode » [Guillet de Chatellus 2011].

En ce qui concerne la forme du spectre, à partir de l'équation (2.2), dans le cas où le laser FSF est injecté par émission spontanée ( $\xi(t)$  est un champ stochastique), le champ du laser est la superposition de plusieurs émetteurs indépendants entre eux, mais décalés en fréquence. Ainsi, le spectre du laser est la superposition de plusieurs spectres décalés en fréquence mais pondérés par les pertes de la cavité ( $R^{2n}$ ). En se basant sur le calcul de la fonction d'auto-corrélation du champ, *Yatsenko et al.* ont montré que le champ d'un laser FSF est un processus cyclostationnaire<sup>1</sup> [Yatsenko 2009]. Son spectre est donnée par :

$$S(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} R^{2n} \mathcal{L}_{sp}(\omega - \omega_{sp} - n\Delta) \quad (2.13)$$

où  $\omega_{sp}$  est la fréquence centrale du champ, et  $\mathcal{L}_{sp}(\omega)$  présente la forme du spectre de l'émission spontanée. On notera que si la largeur spectrale de l'émission spontanée est grande devant  $n_0\Delta$ , le spectre du laser FSF reproduit le spectre de l'émission spontanée.

### 2.1.1.3 Spectre RF de bruit d'intensité des lasers FSF sans mode

L'analyse du spectre RF de l'intensité est importante pour la compréhension des propriétés de bruit d'un laser. Dans la pratique il est obtenu par l'observation du spectre électrique du signal détecté par une photo-diode. Théoriquement, le spectre RF de bruit d'une source laser est lié à la fonction d'auto-corrélation de l'intensité de champ  $\langle I(t)I(t+\tau) \rangle$ <sup>2</sup> par une relation de transformée de Fourier.

On suppose un laser FSF injecté par une source d'émission spontanée  $\xi(t)$ , caractérisée par une distribution spectrale lorentzienne, de fréquence centrale  $\omega_{sp}$  et de largeur spectrale  $\Gamma_{sp}$ . La fonction de l'auto-corrélation du champ  $\xi(t)$  est donnée par [Loudon 2000] :

$$G^{(2)}(\tau) = \langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle = \xi_0^2 e^{-i\omega_{sp}\tau - \Gamma_{sp}|\tau|} \quad (2.14)$$

1. La fonction d'auto-corrélation de ce champ dépend explicitement de temps mais elle reste périodique dans le temps, avec une période  $2\pi/\Delta$ .

2.  $\langle \rangle$  présente la moyenne statistique. Pour un processus ergodique, elle est égale à la moyenne temporelle [Goodman 2000].

## 2.1. Propriétés spectro-temporelles des lasers FSF à l'état stationnaire 154

La fonction de l'autocorrélation du bruit d'intensité du laser FSF est donnée par [Yatsenko 2009] :

$$G^{(4)}(t, \tau) = \langle I(t)I(t + \tau) \rangle - \bar{I}^2 \quad (2.15)$$

où l'intensité  $I(t)$  est définie comme :

$$\begin{aligned} I(t) &= E(t)E^*(t) \\ &= \sum_{n,k=0}^{\infty} R^{n+k} \xi(t - n\tau_r) \xi^*(t - k\tau_r) \times e^{i(n-k)\Delta t - i\phi_n + i\phi_k} \end{aligned} \quad (2.16)$$

On peut montrer que si le champ  $\xi(t)$  est un processus aléatoire gaussien,  $G^{(4)}$  peut se simplifier à la forme [Yatsenko 2009] :

$$G^{(4)}(\tau) = G_0 \sum_{M=-\infty}^{\infty} |G^{(2)}(\tau - M\tau_r)|^2 R^{2|M|}, \text{ avec } G_0 = \left( \xi_0^2 \sum_{k=0}^{\infty} R^{2k} \right)^2 \quad (2.17)$$

Cette expression montre que la fonction d'autocorrélation du laser FSF ne dépend pas du décalage en fréquence  $\Delta$ . Par contre, elle est périodique de période égale au temps d'aller retour dans la cavité  $\tau_r$ . Cette propriété est liée au fait que le champ  $E(t)$  est la superposition de plusieurs contributions de  $\xi(t)$  décalées par un temps  $\tau_r$ , mais pondérées par la réflexion de la cavité  $R^{2k}$ .

Le spectre RF de bruit peut se calculer en utilisant le théorème de Wiener-Khinchine :

$$S(\Omega) = \frac{G_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \exp(-i\Omega\tau) \sum_{M=-\infty}^{\infty} |G^{(2)}(\tau - M\tau_r)|^2 R^{2|M|} \quad (2.18)$$

Utilisant la définition de  $G^{(2)}$ , (équation 2.14),  $S(\Omega)$  peut se mettre sous la forme :

$$S(\Omega) = G_0 L_{sp}(\Omega) \mathcal{L}(\Omega) \quad (2.19)$$

Les propriétés du spectre RF du laser FSF proviennent de deux contributions :

- Une enveloppe lorentzienne de largeur  $8\Gamma_{sp}$ , lentement variable par rapport à la plage des fréquences RF, donnée par :

$$L_{sp}(\Omega) = \frac{\Gamma_{sp}}{8\pi} \times \frac{1}{1 + \left( \frac{\Omega}{4\Gamma_{sp}} \right)^2} \quad (2.20)$$

Pour un VeCSEL,  $\Gamma_{sp}$  est de l'ordre de quelques THz. Ainsi  $L_{sp}(\Omega)$ , est pratiquement une constante dans le domaine de fréquences RF observable.

- Une fonction périodique, liée aux propriétés de la cavité FSF, donné par :

$$\mathcal{L}(\Omega) = \sum_{M=-\infty}^{+\infty} R^{2|M|} \exp(-i\Omega M\tau_r) = \frac{1 - R^4}{1 - 2R^2 \cos(\Omega\tau_r) + R^4} \quad (2.21)$$

La fonction  $\mathcal{L}(\Omega)$  est un peigne de fréquences espacé par l'intervalle spectral libre de la cavité ( $ISL = 2\pi/\tau_r$ ). Pour des cavités de haute finesse, le profil de chaque pic est approximativement lorentzien de largeur  $\Gamma_c = 2(1 - R)/\tau_r$ .



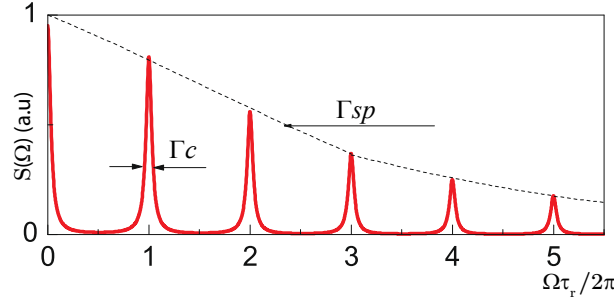


FIGURE 2.7 – Illustration du spectre RF d'un laser FSF à cavité froide.  $\Gamma_c$  et  $\Gamma_{sp}$  ne sont pas représentés en échelle réelle pour permettre de montrer les propriétés du spectre.

Le spectre  $S(\Omega)$  est tracé sur la figure (2.7). Pour résumer, les pics périodiques observés dans le spectre RF des lasers FSF sont causés par la répétition périodique des fluctuations initiales de l'émission spontanée dans la cavité. Dans le cas du laser FSF à cavité froide, la largeur de ces pics est liée à la finesse de la cavité FSF (le temps de vie du photon dans la cavité).

#### 2.1.1.4 Spectre RF du signal interférométrique

On suppose ici que le laser FSF injecte un interféromètre de Michelson. L'analyse spectrale du signal de sortie est importante pour comprendre les propriétés de cohérence du laser. De plus, cette configuration est la base des systèmes de télémétrie à base de laser FSF où le spectre RF fait apparaître des pics de battement à des fréquences qui évoluent linéairement avec la distance.

À la sortie de l'interféromètre, le champ électrique peut s'écrire comme :

$$E_{mich} = \frac{1}{2} [E(t) + E(t - T)] \quad (2.22)$$

$T = 2L/c$  où  $L$  est la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. L'intensité du champ détecté à la sortie de l'interféromètre est donc donnée par [Yatsenko 2009] :

$$\begin{aligned} I_{mich}(t) &= \frac{1}{4} |E(t) + E(t - T)|^2 \\ &= \frac{1}{4} [I(t) + I(t - T) + I_{int}(t, t - T)] \end{aligned} \quad (2.23)$$

$I_{int}(t, t - T)$  représente le terme d'interférence. Elle est donnée par :

$$I_{int}(t, t - T) = 2 \times \Re(E(t)E^*(t + T)) \quad (2.24)$$

où  $\Re$  signifie la partie réelle.

On peut désormais écrire la fonction d'autocorrélation de  $I_{mich}(t)$  de la même ma-

## 2.1. Propriétés spectro-temporelles des lasers FSF à l'état stationnaire 153

nière que (2.15). On montre que la fonction d'auto-corrélation du signal interférométrique peut se décomposer sous la forme de deux contributions comme suit :

$$G_{mich}^{(4)}(\tau) = G_0^{(4)}(\tau) + G_{int}^{(4)}(\tau) \quad (2.25)$$

Les fonctions  $G_0^{(4)}(\tau)$  et  $G_{int}^{(4)}(\tau)$  sont données par :

$$G_0^{(4)}(\tau) = \frac{1}{16} \left[ 2G^{(4)}(\tau) + G^{(4)}(\tau + T) + G^{(4)}(\tau - T) \right] \quad (2.26)$$

et

$$G_{int}^{(4)}(\tau) = \left[ G_0 \sum_{M=-\infty}^{+\infty} C(\tau - M\tau_r)^2 R^{2|M|} \cos(M\Delta T) \right] \quad (2.27)$$

Le spectre RF comporte donc deux contributions :

- Une première contribution due à  $G_0^{(4)}(\tau)$ , donnée par :

$$S_0(\Omega) = \frac{G_0}{4} L_{sp}(\Omega) \mathcal{L}(\Omega) \cos^2(\Omega T/2) \quad (2.28)$$

ici, on obtient pratiquement le spectre de bruit de FSF (2.18), mais avec une modulation spectrale due à la somme incohérente des trois termes dans la fonction de l'auto-corrélation.

- Une deuxième contribution, via le terme interférométrique  $G_{int}^{(4)}(\tau)$  donnée par :

$$S_{int}(\Omega) = \frac{G_0}{32} L_{sp}(\Omega) \times \sum_{q=-\infty}^{+\infty} [\mathcal{L}(\Omega - 2\pi q/\tau_r - \gamma_s T) \quad (2.29)$$

$$+ \mathcal{L}(\Omega - 2\pi q/\tau_r + \gamma_s T)] \quad (2.30)$$

avec

$$\gamma_s \equiv \Delta/\tau_r \quad (2.31)$$

est le taux de décalage en fréquence par unité de temps. Tous les autres paramètres sont définis comme précédemment. Le spectre  $S_{int}(\Omega)$  contient donc des doublets de pics centrés à des fréquences de part et d'autre de chaque harmonique de l'intervalle spectrale libre. La position spectrale du pic fondamental est linéairement proportionnelle à la différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre. Elle est donnée par :

$$f_b = \gamma_s T = \frac{\gamma_s}{c} L \quad (2.32)$$

La mesure de la fréquence  $f_b$  est la base des concepts des systèmes de télémétrie à base de laser FSF sans mode [Nakamura 2000].

Une présentation du spectre  $S_{int}(\Omega)$  est donnée figure (2.8).

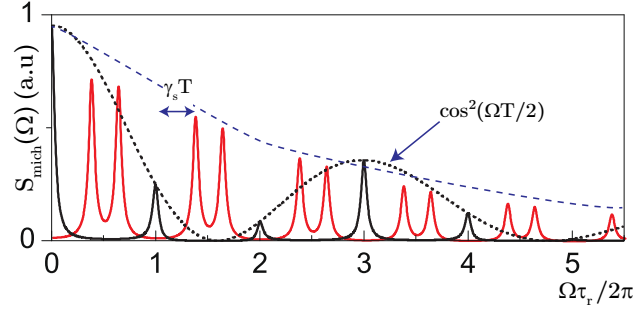


FIGURE 2.8 – Spectre RF du signal interférométrique d'un laser FSF à cavité froide.

### Bilan

Bien que le modèle basé sur la cavité froide, présenté jusqu'à maintenant, néglige tout effet de filtrage spectral ou de gain dans la cavité, il permet néanmoins d'appréhender la plupart des propriétés importantes des lasers FSF. On peut résumer les points importants suivants :

- Le champ électromagnétique d'un laser FSF peut être décrit d'une manière qui dissocie les propriétés du champ d'injection et celles de la cavité, à savoir, le décalage en fréquence  $\Delta$  et le temps d'aller retour. La description du champ fait intervenir la classe des fonctions  $F_{(R,\phi)}$  périodique dans l'espace des temps et des fréquences. Celles-ci sont intrinsèquement chirpées.
- On peut se représenter le spectre d'un laser FSF comme un peigne de fréquence chirpé dans le cas (et seulement dans le cas) de faible chirp, i.e. lorsque  $\Delta \ll ISL$ . Si  $\Delta$  dépasse quelques % de l'ISL, le spectre du laser FSF apparaît comme un continuum ou sans mode.
- Le spectre RF d'un laser FSF est caractérisé par un peigne de fréquences aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité. La largeur des pics dépend de la finesse de la cavité. La périodicité du spectre RF est due à la répétition périodique des fluctuations du champ de l'émission spontanée.
- Lorsqu'un laser FSF injecte un interféromètre de Michelson, le spectre RF contient des pics de battement supplémentaires, de part et d'autre des harmoniques de l'intervalle spectral libre. La position de chacun de ces pics est proportionnelle à la différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre.

#### 2.1.2 Cas d'un laser FSF à cavité active

Le cas le plus réaliste du laser FSF est de considérer la dépendance spectrale de la cavité via le gain net. Comme nous l'avons montré schématiquement dans la figure (2.2), le milieu à gain est saturé sur une bande spectrale large. Toutes les composantes spectrales y sont décalées en fréquence et amplifiées. Il a été montré

[Yatsenko 2004b, Yatsenko 2009] que cette situation ne change pas radicalement le comportement du laser FSF, à savoir, le spectre optique large et continu et la périodicité des spectres RF. Cependant, la forme du spectre optique et celle des pics caractéristiques du spectre RF sont changées. Dans le cas où le gain net peut être approximé par une parabole, les seules modifications sont :

- Le spectre optique du laser FSF prend une forme quasi-gaussienne, et la largeur spectrale  $\Delta\omega$  dépend la bande passante optique de la cavité (largeur de gain net).
- Dans le spectre RF du signal interférométrique, les pics caractéristiques de battement ont aussi une forme gaussienne. La largeur de chaque pic est  $(M_0\tau_r)^{-1}$  où  $M_0 = \Delta\omega/\Delta$  est le nombre d’aller-retours dans la cavité pour que l’onde optique parcoure le spectre optique. En effet,  $M_0\tau_r$  est le temps de cohérence du laser FSF.

Un point important mérite d’être souligné en ce qui concerne la cohérence des lasers FSF injectés par émission spontanée. Dans le cas d’une source laser mono-fréquence, la mesure de la largeur de raie s’effectue avec une technique interférométrique<sup>1</sup>, et le signal de battement obtenu a une largeur qui est deux fois la largeur de raie de la source. Plus la source est cohérente (largeur de raie faible), plus le battement a une faible largeur, et le temps de cohérence est proportionnel à l’inverse de la largeur de raie. Cependant, dans le cas d’un laser sans mode, on peut dire que le champ optique est constitué d’un ensemble d’émetteurs spontanés (dans la courbe de gain) qui sont décalés et amplifiés d’une manière cohérente par effet d’émission stimulée. Ainsi, la largeur du battement de ces émetteurs est liée à la durée de vie effective du photon dans la cavité, c’est à dire, le temps utile pour qu’un photon fasse un parcours complet du spectre optique. On peut considérer que ce temps de cohérence de la source  $\tau_{coh}$  est donné par est le temps de parcours du spectre optique. On l’écrit sous la forme suivante :

$$\tau_{coh} = \frac{\Delta\omega}{\gamma_s} \quad (2.33)$$

De plus, en référence à l’équation (2.33), et aussi surprenant que cela soit, plus le spectre de laser sans mode est large, plus son temps de cohérence est long ! Ceci contraste complètement avec le fonctionnement des lasers traditionnels, et signifie que la cohérence des lasers FSF sans mode n’est pas limitée par l’émission spontanée mais plutôt par la largeur de gain effectif disponible.

## 2.2 Dynamique spectro-temporelle des lasers sans mode

La dynamique spectro-temporelle des lasers à décalage de fréquence intra-cavité (de classe A ou B cf. § 1.4.1.1) injectés uniquement par émission spontanée peut être

1. Par exemple la méthode de battement self-heterodyne [Ludvigsen 1998]

décrite à l'aide d'un jeu d'équations de bilan :

- une équation sur l'évolution de l'inversion de population (N),
- et une équation générique pour la densité spectrale de photons (M), paramétrée par le numéro  $q$  de la sous-bande considérée dans le spectre complet d'émission laser [Perry 1994, Pique 2003]<sup>1</sup>.

En effet, ce traitement pour l'évolution de l'intensité du laser est nécessaire car l'énergie est répartie sur toute une bande spectrale où le gain est plus grand que les pertes.

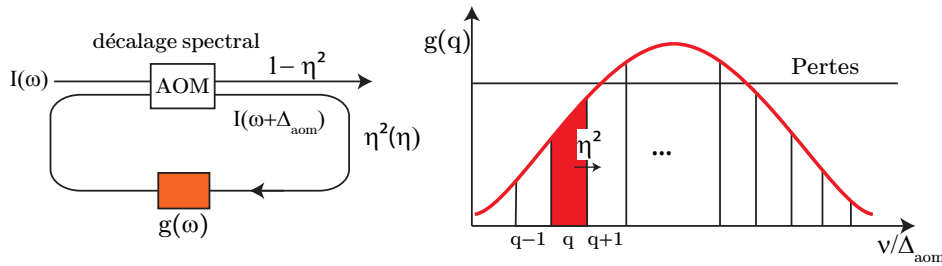


FIGURE 2.9 – Modèle de laser sans mode injecté par émission spontanée. Tout effet de phase peut être négligé dans le cas du laser FSF injecté uniquement par l'émission spontanée.

Le principe du modèle de la dynamique du laser sans mode est illustré dans la figure (figure 2.9). Il s'agit de diviser la courbe de gain en segments fréquentiels ( $M_q$ ) égaux à la valeur du décalage en fréquence par aller-retour ( $\Delta_{aom}$  pour une cavité en anneau et  $2\Delta_{aom}$  pour une cavité linéaire). L'évolution du nombre de photons (densité spectrale, si on divise par  $\Delta_{aom}$ ) dans ce segment fréquentiel est donnée par [Perry 1994] :

$$\frac{dM_q}{dt} = -\gamma_c M_q + B_q N M_q + \frac{\eta^2 M_{q-1} - M_q}{\tau_c} + B_q N \delta_s \xi \quad (2.34)$$

où  $\tau_c$  est le temps d'aller-retour dans la cavité et  $\delta \equiv \tau_c \times 2\Delta_{aom}$  (resp.  $\delta \equiv \tau_c \times \Delta_{aom}$ ) pour une cavité linéaire (resp. en anneau).  $\eta$  est l'efficacité de diffraction du modulateur AOM sur l'ordre 1 de diffraction. On utilise  $\eta^2$  pour une cavité linéaire vu le double passage dans l'AOM.  $\xi$  est le facteur d'émission spontanée.

Les quatre termes de l'équation (2.34) sont décrits ci-dessous :

1. Ceci reste correct dans le cas où  $\Delta_{aom}$  et l'ISL de la cavité ne sont pas commensurables. Dans le cas où le laser FSF est injecté par un laser monofréquence et/ou  $\Delta_{aom}/ISL = p/q$ , avec  $p$  et  $q$  deux nombres entiers premiers entre eux, les effets de phase liés à la propagation de l'onde dans la cavité régissent la dynamique et le fonctionnement du laser [Yatsenko 2004b]. Le modèle présenté dans cette section n'est alors plus valable.

1.  $-\gamma_c M_q$  : représente le taux des pertes dues au différents éléments de la cavité à l'exclusion du modulateur AOM. Il englobe les pertes large bande des miroirs (R) avec la possibilité d'inclure des pertes qui dépendent de la fréquence, comme par exemple les pertes introduites par un étalon Fabry-Pérot.  $\gamma_c$  peut s'écrire sous la forme :  $\gamma_c = -2 \times \ln(R)/\tau_c + \gamma_c(\nu)$ .
2.  $+B_q N M_q$  : représente le terme de gain, avec  $B_q$  le taux d'émission stimulée qui dépend de la fréquence. Pour un VeCSEL à  $1\mu\text{m}$ , la courbe de gain peut être approximée par une parabole de largeur à mi hauteur de l'ordre de  $\Delta\nu_g = 3 - 4$  THz.
3.  $+(\eta^2 M_{q-1} - M_q)/\tau_c$  : modélise l'effet du décalage en fréquence induit par le modulateur AOM. A chaque aller retour, les photons du segment  $q$  sont complètement « perdus » de telle sorte qu'une partie ( $\eta^2 M_q$ ) est décalée vers le segment  $q + 1$  et une autre partie  $(1 - \eta^2)M_q$  est non diffractée et sort de la cavité sur l'ordre 0 de diffraction de l'AOM. Cependant, le segment  $q$  en reçoit  $\eta^2 M_q$  ( $\eta M_q$  dans le cas d'une cavité en anneau) issus des photons du segment  $q - 1$ . On notera que cette écriture suppose un décalage fréquentiel positif (sur l'ordre +1 de l'AOM) : dans le cas où le laser sans mode fonctionne sur l'ordre -1 de l'AOM, il suffit de remplacer le terme  $M_{q-1}$  par  $M_{q+1}$ .
4.  $+B_q N \delta_s \xi$  : modélise l'émission spontanée dans un segment spectral. En effet, il est nécessaire de prendre en compte le rôle de l'émission spontanée. Si ce terme est négligé, le spectre du laser va continuer à dériver loin du maximum de la courbe de gain. Le gain effectif étant plus faible voire négatif, le spectre de laser sans mode ne va pas se stabiliser, et on finit par voir disparaître l'énergie intra-cavité [Stellpflug 2003].

L'inversion de population peut être décrite par l'équation suivante :

$$\frac{dN}{dt} = p - \gamma_e N - N \sum_q B_q M_q \quad (2.35)$$

avec  $p = P_{abs}/h\nu_p$ , est le taux de pompage et  $\gamma_e$  l'inverse du temps de vie des électrons respectivement. Sur l'équation (2.35), on remarque la particularité des lasers sans mode où la saturation de l'inversion de population est due à une intensité qui est répartie sur une bande spectrale large dans la courbe de gain. On notera que le jeu d'équations (2.34) et (2.35) est valable pour un laser sans mode de classe A et B.

Dans le cas de notre laser VeCSEL sans mode, le temps vie des photons dans la cavité  $\tau_{ph}$  est plus grand que le temps de vie des électrons à l'état excité  $\tau_e$  (cf. tableau 2.1). La dynamique du VeCSEL sans mode est donc de classe A, et l'inversion de population suit adiabatiquement les variations de l'intensité du laser. A l'état stationnaire, on pose  $dN/dt = 0$ , et on a donc :

$$N_{ss} = \frac{p}{\gamma_e + \sum_q B_q M_q} \quad (2.36)$$

Finalement, dans le cas où la puissance de laser est récupérée sur l'ordre 0 de diffraction de AOM, la puissance de sortie peut se calculer comme :

$$P_{out} = \frac{1 - \eta}{\tau_c} \times \sum_q M_q \quad (2.37)$$

Paramètre	Description	Valeur	Unité
$B_0$	Taux d'émission stimulée	$2.25 \times 10^{-3}$	$s^{-1}$
$\Delta\nu_g$	Largeur de la courbe de gain parabolique	4.4	THz
$\gamma_e$	Inverse de temps de vie des électrons	$3.3 \times 10^8$	$s^{-1}$
$\xi$	facteur d'émission spontanée	4	—
$\lambda_p$	Longueur d'onde de la pompe	780	nm
$\tau_c$	Temps d'aller-retour dans la cavité	10.5	ns
$R$	Pertes optiques sans compter l'efficacité de l'AOM	1	%
$\Delta_{aom}$	Fréquence RF de l'AOM (décalage en fréquence)	110	MHz
$\eta$	Efficacité de diffraction de l'AOM	92	%

TABLE 2.1 – Paramètres de simulation pour le VeCSEL sans mode.

### Résolution numérique du modèle de VeCSEL sans mode

Avec les deux équations (2.34) et (2.35), nous avons simulé l'évolution de l'intensité du VeCSEL sans mode et de son spectre depuis le démarrage jusqu'à atteindre l'état stationnaire. Les paramètres de la simulation sont présentés dans le tableau 2.1. Bien que le modèle ne prenne pas en compte les effets de phase, on arrive bien à trouver les tendances de l'évolution temporelle de l'intensité du laser et son spectre (qui seront confrontés ultérieurement avec des mesures expérimentales).

La figure 2.10 présente l'évolution de l'intensité du laser et celle de l'inversion de population. On voit que l'intensité du laser passe par un régime oscillatoire qui accompagne l'oscillation du spectre optique par rapport à la courbe de gain<sup>1</sup>. En effet, au démarrage de laser, les photons générés spontanément, sur toute la bande spectrale où le gain non saturé dépasse les pertes, sont amplifiés mais aussi décalés en fréquence loin du maximum de gain. Avant la première oscillation du spectre (ou de l'intensité), le décalage se fait quasi-linéairement avec un taux défini dans l'équation (2.31) et illustré sur la figure (2.11). Ce décalage est accompagné par un affinement spectral sous l'effet de l'émission stimulée, mais il n'est pas aussi fort que l'affinement spectral d'un laser mono-fréquence du fait que les composantes spectrales sont décalées continument[Yatsenko 2009]. Vu que dans ce type de laser,

1. A distinguer des oscillations de relaxation observées dans les laser de classe B. Ici, on est en présence d'un laser de classe A où l'inversion de population suit adiabatiquement l'évolution du champ (figure 2.10-b).

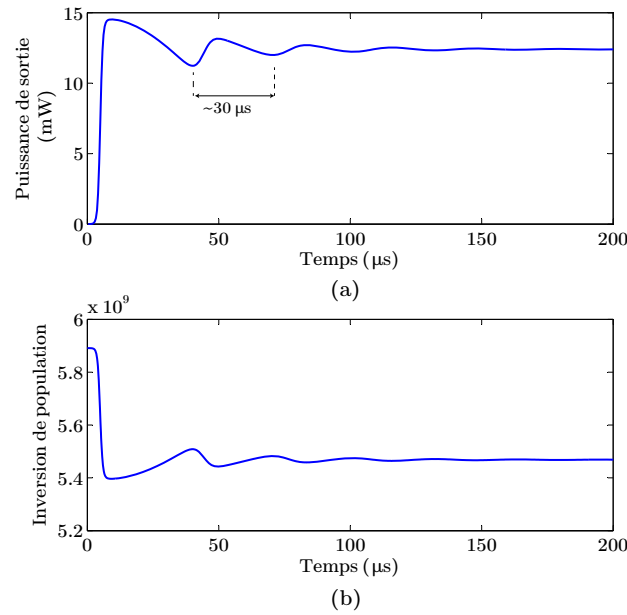


FIGURE 2.10 – Simulation de l'évolution de l'intensité du laser sans mode et de l'inversion de population. Les paramètres de simulation sont donnés dans le tableau 2.1.

le gain n'est pas saturé de la même manière sur toute la bande spectrale, la partie du spectre décalée loin du centre de la courbe de gain (vers une plage spectrale où le gain effectif est négatif) diminue ; en revanche, on continue à amplifier la lumière sur les composantes spectrales proches du centre de la courbe de gain. C'est ce mécanisme qui cause l'oscillation du spectre observée avec ce type de laser au démarrage (figure 2.11-a), et qui donne le caractère asymétrique du spectre optique des lasers FSF à l'état stationnaire comme le montre la (figure 2.12). L'état stationnaire du laser est atteint quand l'effet du décalage de fréquence (qui a tendance à élargir le spectre) est 'balancé' par l'effet de la saturation du gain et tout effet de filtrage possible dans la cavité (qui ont tendance à affiner le spectre).

On notera que ce mécanisme peut forcer le laser sans mode à fonctionner dans un régime impulsionnel si ce dernier est le régime qui permet de minimiser les pertes[Bonnet 1996].

Enfin, comme nous allons le voir par la suite, ce modèle donne une représentation correct du VeCSEL FSF dans la mesure où il est en bon accord avec nos résultats expérimentaux.



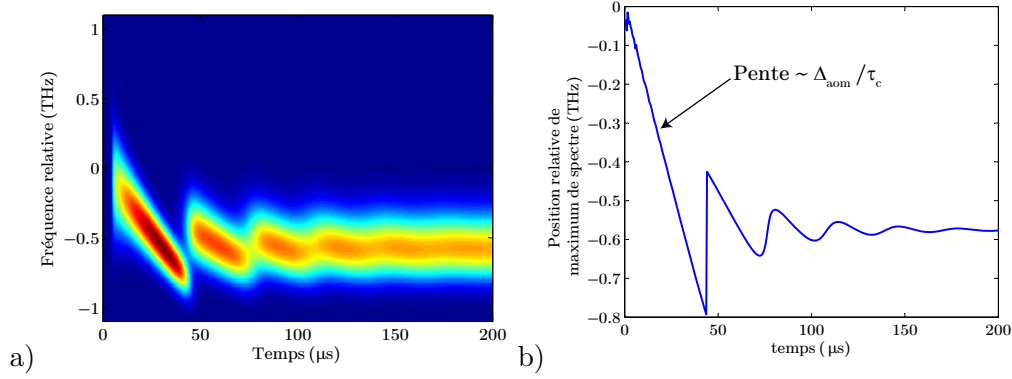


FIGURE 2.11 – a) Simulation de l'évolution spectro-temporelle d'un VeCSEL en régime de laser sans mode. –b) Position du maximum du spectre. Le zéro de l'échelle verticale est le maximum de la courbe de gain. Ici nous avons supposé que la cavité est fermée sur l'ordre -1 de diffraction de l'AOM (pour permettre une confrontation à nos résultats expérimentaux). Les paramètres de simulation sont donnés dans le tableau 2.1.

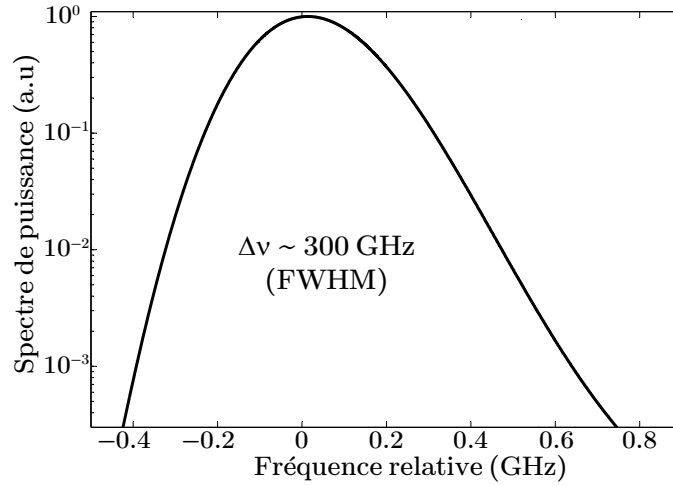


FIGURE 2.12 – Spectre simulé du VeCSEL sans mode à l'état stationnaire. On peut remarquer le caractère asymétrique du spectre à cause de décalage spectral introduit par l'AOM.

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés principalement aux fondements théoriques des sources laser FSF sans mode. Ces sources ont la particularité unique d'avoir un temps de cohérence très élevé malgré une spectre très large. Ceci, en ayant la possibilité d'avoir une cohérence spatiale élevée avec un faisceau proche de la limite de diffraction.

Après une introduction brève sur les propriétés de cohérence des sources large bande conventionnelles, nous avons posé la différence fondamentale, en terme de cohérence temporelle, qui existe entre ces sources et les lasers FSF sans mode. Ainsi, nous avons vu que, dans le cas des lasers FSF, le mécanisme de décalage en fréquence intra-cavité, qui est déterministe et obtenu avec un modulateur acousto-optique, conduit à l'élargissement du spectre du laser tout en conservant une certaine relation de phase entre les différentes composantes spectrales, gage de cohérence temporelle.

Ensuite, nous nous sommes focalisés sur les propriétés spectrales et de cohérence des lasers FSF. Nous avons vu que les propriétés du champ émis par un laser FSF sont étroitement liées aux propriétés de sa cavité FSF. L'introduction de l'élément décaleur en fréquence empêche les résonances traditionnelles de la cavité qui conduisent à la structuration du spectre de la cavité, qui à son tour est à l'origine de la structuration du spectre du champ qui y circule. Nous avons vu que lorsque le rayonnement du laser FSF est initié uniquement par l'émission spontanée, il suffit que le décalage en fréquence, par aller retour dans la cavité, dépasse quelques pour cent de l'intervalle spectral, pour que l'émission laser soit répartie selon un spectre large bande continuum.

A l'opposé de cela, nous avons vu que le spectre de bruit dans le domaine RF de ces lasers FSF est discret et périodique à l'intervalle spectrale libre de la cavité. Ces pics caractéristiques sont attribués à des fluctuations de l'intensité du champ, qui se répètent de manière périodique dans le temps. En outre, quand le laser injecte un interféromètre de type Michelson, le spectre RF contient des pics supplémentaires proportionnels à la différence de marche de l'interféromètre. Cette configuration est le cœur des systèmes de télémétrie à base de laser FSF, qui ont la propriété exceptionnelle de combiner à la fois une grande précision et une grande portée.

Enfin, nous nous sommes intéressés à la dynamique spectro-temporelle du laser sans mode en prenant le VeCSEL comme exemple. Nous avons vu, que dans le cas précis où le rayonnement laser est initié uniquement par l'émission spontanée, la dynamique spectro-temporelle peut être décrite par un jeu d'équations d'évolution (rate equations), une pour la densité spectrale de porteurs, et une, générique, décrivant chaque sous bande spectrale de la population de photons. Nous avons vu que malgré des temps caractéristiques typiques d'un laser de classe A (durée de vie du photon  $<$  durée de vie de l'électron), la dynamique de construction de l'intensité du VeCSEL sans mode présente des oscillations de relaxation dues aux oscillations du spectre optique, sous l'effet du décalage en fréquence. Cependant, ces oscillations apériodiques sont fortement amorties par la saturation du gain, aboutissant à un état stationnaire au bout d'un certain temps.



# Conception du LSM VeCSEL

---

Dans ce chapitre nous allons aborder la conception d'un laser sans mode dont le milieu à gain est une structure 1/2 VCSEL. Premièrement, nous allons détailler les différents paramètres de la structure semi-conductrice qui interviennent.

## 3.1 Structure 1/2 VCSEL large bande à fort gain

### 3.1.1 Conception

Comme nous l'avons introduit précédemment, la largeur spectrale d'un laser sans mode est limitée principalement par largeur du gain net (gain - pertes). Or, dans le cas d'un laser sans mode VeCSEL, la cavité est pratiquement vide, les seuls éléments optiques qui peuvent avoir une sélection spectrale, et par conséquent limiter la largeur spectrale du laser sans mode, sont le modulateur acousto-optique et la structure 1/2 VCSEL<sup>1</sup>. Étant donné que la largeur spectrale du modulateur est fixe (de l'ordre de  $\sim 20$  THz), il est important que la structure 1/2 VCSEL puisse fournir un gain le plus large possible. Cependant, l'utilisation du décaleur de fréquence intra-cavité impose une forte contrainte sur l'amplitude du gain à fournir pour atteindre le seuil laser, à cause de son efficacité limitée (typiquement de l'ordre de  $\sim 90 - 92\%$  sur l'ordre  $\pm 1$  de diffraction à chaque passage<sup>2</sup>). Ainsi, la structure 1/2 VCSEL doit répondre à deux critères *simultanément*, à savoir, **fournir un gain large spectralement et d'amplitude élevée** (de l'ordre de 10%). Ceci présente une forte contrainte pour le VeCSEL car le milieu à gain est basé sur des puits quantiques de faible épaisseur ( $\sim 8nm$ ) en configuration verticale (ce qui limite beaucoup le gain du matériau, par exemple pour un puits quantique en GaAs/InGaAs/GaAs, le gain du matériau est typiquement de l'ordre de  $\sim 0,2\%$  par passage).

Dans le cas du VeCSEL, deux possibilités s'offrent pour accroître le gain modal de la puce 1/2 VeCSEL (cf. § 1.2.3.2).

**La première possibilité** consiste à augmenter le facteur de résonance de la micro-cavité,  $\Gamma_{\mu c}$  afin d'augmenter l'amplitude du gain modal. Ceci est possible par l'utilisation de structures 1/2 VeCSEL résonantes intégrant un Bragg de quelques paires à l'interface air/semi-conducteur de la zone active (figure 3.1-a).

---

1. Étant donné que les miroirs diélectriques de haute réflectivité sont souvent large bande  $\sim$  centaine de nm.

2. Données fabriquant

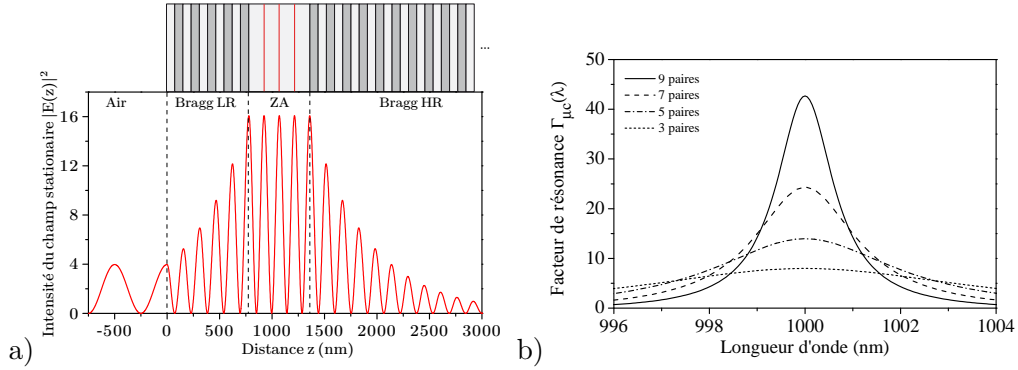


FIGURE 3.1 – a) Exemple de distribution de l'intensité du champ dans une structure résonante comportant un Bragg secondaire dans l'interface air/ semi-conducteur de la zone active. –b) Facteur de résonance de la micro-cavité en fonction de la longueur d'onde pour différents nombres de paires de Bragg secondaires.

Cependant, ceci va considérablement limiter la largeur spectrale de la courbe de gain à cause de la dépendance du facteur de résonance à la longueur d'onde (figure 3.1-a). En outre, cette solution est trop contraignante d'un point de vue technologique car il faut faire coïncider la résonance de la micro-cavité avec le maximum d'émission des puits, ce qui nécessite une bonne maîtrise des matériaux. De plus, la largeur spectrale réduite du facteur de confinement de la micro-cavité rend la structure très sensible aux effets thermiques. Cette solution n'est donc pas adaptée pour atteindre une émission laser large bande.

**La deuxième possibilité** consiste à augmenter le gain de la puce 1/2 VCSEL en augmentant le nombre de puits quantiques dans la zone active. Ici, le cas idéal est d'atteindre le gain nécessaire avec une structure traitée anti-reflet afin d'éviter tout filtrage spectral. Sur la figure 3.2 nous avons simulé l'évolution du gain modal d'une structure 1/2 VCSEL en fonction du nombre de puits quantiques à partir des paramètres typiques d'une structure à base de GaAs données dans le tableau 1.1. Sachant que dans le cas du VeCSEL sans mode, les pertes dominantes dans la cavité sont l'efficacité de l'AOM ( $\sim 8 - 10\%$  par passage), d'après cette simulation, dans le cas d'une structure avec un traitement anti-reflet, il semble nécessaire d'utiliser un grand nombre de puits quantiques ( $>20$ ) pour atteindre le seuil laser tout en maintenant une excitation raisonnable.

Cependant, cette solution est limitée par plusieurs facteurs :

- Tout d'abord, la simulation de la figure 3.2 suppose une excitation uniforme de tous les puits quantiques dans la zone active. Or, dans le cas des structures 1/2 VCSEL pompées optiquement, le profil spatial des porteurs photogénérés n'est pas uniforme suivant l'axe de croissance à cause de l'absorption exponentielle de la pompe. Ceci nécessite l'optimisation de la répartition spatiale des puits quantiques sur les maxima du champ afin de garantir une

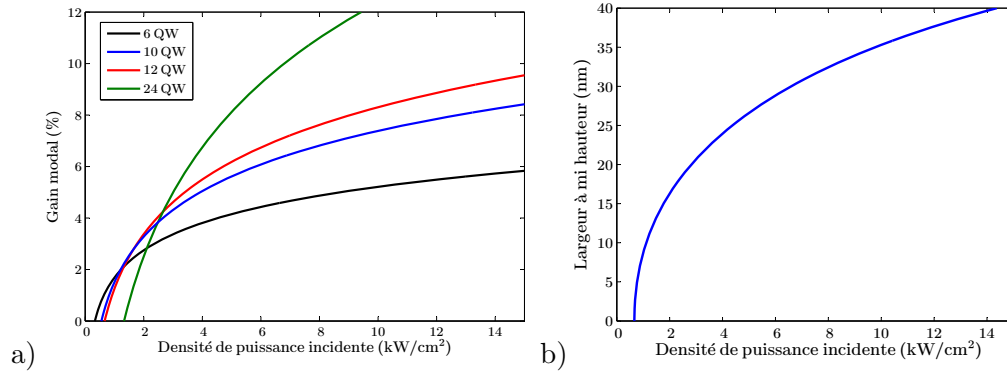


FIGURE 3.2 – a) Évolution théorique du gain modal en fonction du nombre de puits quantiques en GaAs/InGaAs. La simulation ne tient pas compte des effets thermiques et doit être pondérée par le facteur de confinement longitudinal des puits qui dépend de leur positionnement dans la zone active. – b) Largeur de la courbe de gain dans l'approximation du gain parabolique [Laurain 2010a].

excitation uniforme des puits quantiques. De plus, même si on peut placer jusqu'à 3 puits quantiques sur un maximum du champ, ces derniers doivent être suffisamment espacés pour éviter tout effet de couplage, ce qui se traduit par un effet de filtrage spectral [Laurain 2010a], et une diminution de l'amplitude du gain modal atteignable.

- Limitation technologique à cause du désaccord de maille avec le substrat. En effet, dans les structures 1/2 VCSEL, le désaccord de maille le plus important se situe au niveau des puits quantiques (de l'ordre de  $\sim 1.4\%$  pour des puits contraints en InGaAs/GaAs émettant à  $1.06\ \mu\text{m}$ ). Sans compensation de contrainte, l'épaisseur critique est de l'ordre de  $\sim 30 - 40\ \text{nm}$ , ce qui limite le nombre de puits quantiques dans la zone active à  $< 5$  afin de garantir une bonne qualité cristalline de la structure. Cependant, il est théoriquement possible d'augmenter le nombre de puits quantiques si la contrainte accumulée dans la structure est compensée. Pour les puits quantiques en InGaAs/GaAs, généralement on remplace les barrières en GaAs entourant les puits quantiques par du  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ , ainsi, jusqu'à 10 puits quantiques ont été épitaxiés dans une structure 1/2 VCSEL [Laurain 2010a]. On notera que pour un nombre de puits encore plus élevé ( $> 12$ ), comme nous allons le voir par la suite, on est confronté à la nécessité de placer un grand nombre de puits quantiques au plus proche de la surface pour garantir une excitation efficace des puits. Dans ce cas, le nombre de puits quantiques par unité de longueur devient trop élevé, de sorte que malgré une contrainte compensée sur la totalité de la structure 1/2 VCSEL, des structures contenant plusieurs puits quantiques ( $> 9$  d'épaisseur de  $8\ \text{nm}$  chacun) regroupées sur des distances de l'ordre du  $\sim \mu\text{m}$  vieillissent rapidement et ne sont plus utilisables en fonctionnement laser (cf. § 3.1.2).

- Augmentation du seuil laser à cause de l'augmentation de la densité de puissance nécessaire pour atteindre la transparence des puits quantiques. Ceci peut engendrer un échauffement important qui augmente les effets non-radiatifs et diminue le gain optique.

On notera aussi que lors de l'approximation de l'amplitude du gain d'un puits quantique par une fonction logarithmique (cf. § 1.2.1.2), nous n'avons pas pris en compte les effets thermiques qui augmentent avec la densité d'excitation. En effet, au-dessous du seuil laser, le rendement quantique d'un puits (le gain optique) augmente avec la densité d'excitation pour atteindre sa valeur maximale pour des densités proches de la transparence ( $N_{th}$  ou  $I_{tr}$ ), puis diminue à cause des effets Auger qui deviennent plus importants à forte excitation. La figure 3.3 présente l'évolution théorique des durées de vie radiative, non-radiative des différents processus de recombinaison et le rendement quantique d'un puits quantique en GaAs/InGaAs/GaAs. D'après cette simulation, au-dessous du seuil laser, et afin de garantir un rendement quantique des puits proche de l'unité, il faut limiter la densité de puissance d'excitation à des valeurs inférieures à  $10 \text{ kW cm}^{-2}$ .

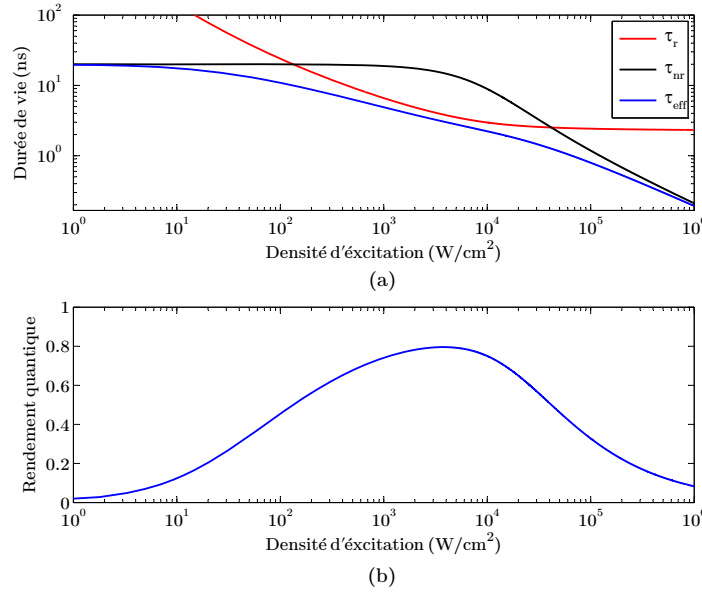


FIGURE 3.3 – a) Simulation des durées de vie des recombinaisons radiatives, non-radiatives et effectives en fonction de la densité d'excitation pour des puits quantiques en InGaAs/GaAs. –b) Rendement quantique interne calculé avec l'équation (1.14).

Pour résumer, compte tenu des différentes contraintes liées à la technologie VeCSEL, la réalisation d'une structure 1/2 VCSEL pour un laser sans mode nécessite un compromis entre le nombre maximal de puits quantiques qui peuvent être introduits dans la zone active tout en gardant une bonne qualité cristalline de la structure, et un minimum de filtrage spectral (facteur de confinement de la micro-cavité) qui

serait nécessaire pour augmenter la valeur du gain modal de la structure.

### 3.1.2 Etude

Comme nous l'avons introduit plus haut, lors de la conception des structures 1/2 VCSEL avec un grand nombre de puits quantiques ( $>12$ ), on est confronté à deux difficultés, à savoir, garantir une qualité cristalline élevée de la structure et garantir une excitation uniforme et efficace des puits quantiques. Dans ce paragraphe nous présentons les limitations qui ont été observées lors de la conception des structures 1/2 VCSEL contenant plus de 20 puits quantiques.

#### a) Optimisation de la distribution des puits quantiques

La distribution de porteurs photo-générés dans les barrières est déterminée par le profil exponentiel de l'absorption du faisceau de pompe mais aussi par la longueur de diffusion des porteurs dans les barrières (de l'ordre de  $\sim 150nm$  pour une structure en GaAs). Il faut donc placer les puits quantiques de sorte que leur excitation soit la plus uniforme possible. Pour cela, on peut calculer la densité de porteurs dans chaque puits quantique en considérant que les porteurs photo-générés sont capturés par un puits quantique sur des longueurs de capture de part et d'autre dans les barrières ( $L_b^-$  et  $L_b^+$ ). On suppose qu'un puits situé à une distance  $z = z_i$  capte une densité de porteur  $N_i$ , proportionnelle à l'intensité de pompe  $I_{inc}$  par une fonction de distribution normalisée telle que :

$$\frac{N_i}{\tau_{niv}} \propto \int_{z_i-L_b^-}^{z_i+L_b^+} I_{inc} f(z) dz \quad (3.1)$$

Un exemple de distribution des puits quantiques dans la zone active est donné figure 3.4. Sur cette figure, on peut voir qu'à partir d'une distance de  $7\lambda/2$  (où  $\sim 85\%$  de la pompe est absorbée), les puits quantiques sont moins excités, ce qui va se traduire par une baisse du gain modal de la structure. La figure 3.4-c présente l'évolution du facteur de confinement longitudinal ( $\Gamma_g$ ) en fonction de la longueur d'onde. Le fonction de filtrage spectral induite est moins forte, par contre son amplitude est réduite à  $\sim 30\%$  par rapport à une configuration de zone active à gain périodique résonant parfaite. Ceci aussi va engendrer une réduction de la valeur maximale du gain modal de la structure.

#### b) Qualité cristalline des structures en GaAs

La figure 3.5-a présente une cartographie 2D d'une structure sur GaAs comportant 24 puits quantiques. La structure est basée sur une zone active à gain périodique résonant d'une longueur optique de  $13\lambda/2$ . Les barrières en GaAs ont été remplacées entièrement avec des couches  $GaAs_{1-x}P_x$  afin de compenser la contrainte. Cependant, et comme le montre la figure 3.5-a, les puits quantiques ont relaxé la contrainte



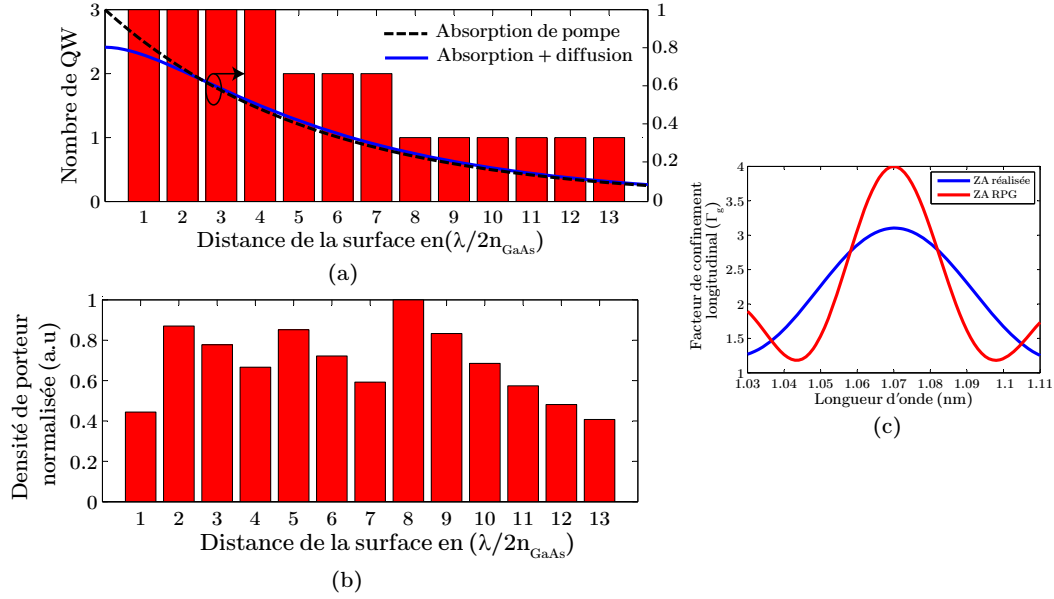


FIGURE 3.4 – Exemple d’optimisation de la distribution de 24 puits quantiques dans une zone active de longueur  $14\lambda/2$  contenant : — a) Le nombre de puits par ventre de champ et profil d’absorption de la pompe — b) La densité des porteurs captés par chaque puits quantique — c) Le facteur de confinement longitudinal (en bleu) comparé à celui d’une zone active RPG parfaite.

en formant des lignes de dislocation espacées d’une distance typiquement inférieure à  $50\ \mu\text{m}$ , ce qui rend ces structures inutilisables pour un fonctionnement laser.

Nous avons aussi constaté que la relaxation des puits est souvent initiée par des défauts ponctuels qui trouvent leur origine dans des défauts du substrat (rugosité de la surface), et que la relaxation des couches continue après la croissance. Ceci signifie que même si on arrive à trouver des zones où le faisceau de pompe peut éviter les lignes de dislocations, il est très probable que les couches vont relaxer une fois qu’on fournit de l’énergie au système, ce qui revient à dire que la durée de vie du composant est très limitée. On notera que le fait que la dislocation ait lieu sur un seul axe cristallin est un signe que l’épaisseur critique n’est pas largement dépassée, mais signifie aussi qu’on est dans les limites de ce qui est faisable avec la technologie actuelle.

Il est donc important de diminuer l’énergie de contrainte accumulée dans la structure. On notera que la plus grande contribution de la contrainte vient des puits quantiques, mais aussi de Bragg HR en AlAs/GaAs (contenant 27 AlAs/GaAs paires, le désaccord de maille entre AlAs/GaAs est de l’ordre de  $\sim 0.1\%$ ). Ainsi, nous avons réalisé une structure en GaAs à 23 puits quantiques en diminuant aussi le nombre de paires de Bragg à 23 paires. La cartographie de cette structure est donnée dans la figure 3.5-b où nous avons constaté que la densité de défauts a été réduite (large zone utilisable avec une distance entre les lignes de dislocation

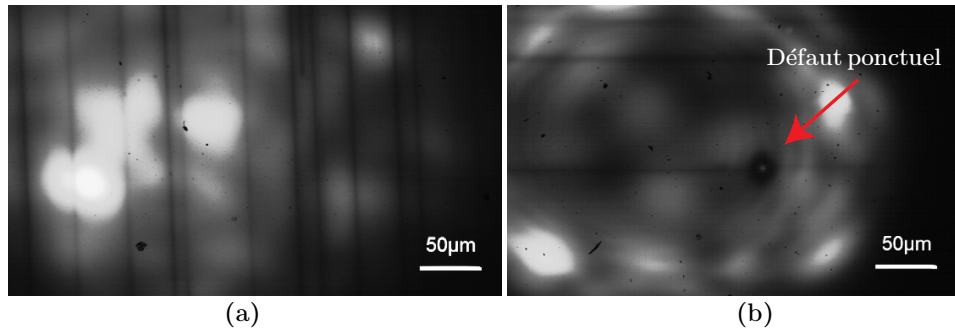


FIGURE 3.5 – Dislocation d'un échantillon comportant 24 puits quantiques In-GaAs/GaAs. Bien que la contrainte de désaccord de maille soit compensée sur la totalité de la structure, l'utilisation de plusieurs puits par maximum de champ sur des longueurs réduites fragilise la structure et conduit finalement à sa relaxation.

de l'ordre de  $\sim 100 \mu m$ ). Nous avons pu obtenir un effet laser efficace avec cette structure en évitant les lignes de dislocations.

### c) Limitation liée à la saturation du remplissage des bandes

Comme nous l'avons mentionné précédemment (cf. § 1.2.1.2), il est préférable d'utiliser les puits quantiques en régime d'excitation proche de la transparence afin d'obtenir une faible sensibilité à la température au seuil ( $T_0 \nearrow$ ). Cependant, dans le cas de laser VCSEL sans mode, et afin de compenser les pertes de l'AOM ( $\sim 8 - 10\%$ ), il est nécessaire de faire fonctionner les puits quantiques bien au delà de la transparence et les conditions habituelles d'utilisation de ce type de puits quantiques dans les diodes laser à l'état de l'art. De plus, rappelons que le gain d'un puits quantique est fourni grâce à l'inversion de population entre la bande de conduction (BC) et la bande de valence (BV), ainsi, afin d'avoir et maintenir cette inversion de population à forte excitation, il faut à la fois avoir des états énergétiques vacants pour les électrons dans la BC mais aussi limiter les « fuites », au sens général, des porteurs confinés dans les puits, qui peuvent devenir important à forte excitation, et qui peuvent conduire à une saturation « précoce » du gain.

Une méthode pour observer qualitativement l'impact de ces différents phénomènes sur l'évolution du gain d'un puits quantique, consiste à observer l'évolution du spectre de la photoluminescence (i.e spectre du gain optique) des puits quantiques<sup>1</sup>. Cependant, pour avoir une caractérisation complète, cette méthode est complétée par une mesure précise de gain modal en fonction de la densité d'excitation. La figure 3.6 présente la photoluminescence d'une zone active à 12 puits quantiques en InGaAs/GaAs émettant à  $1 \mu m$  (même type de puits quantiques uti-

1. Dans une structure 1/2 VCSEL, le spectre de la luminescence collectée par la surface est modulé par les effets de résonance dans la structure. Une méthode pour contourner ce problème consiste à observer la photoluminescence collectée par la tranche de la structure.

lisés dans les structures utilisées dans tous nos travaux). Une mesure typique de gain optique de ce type de structure est donnée dans la figure 3.7.

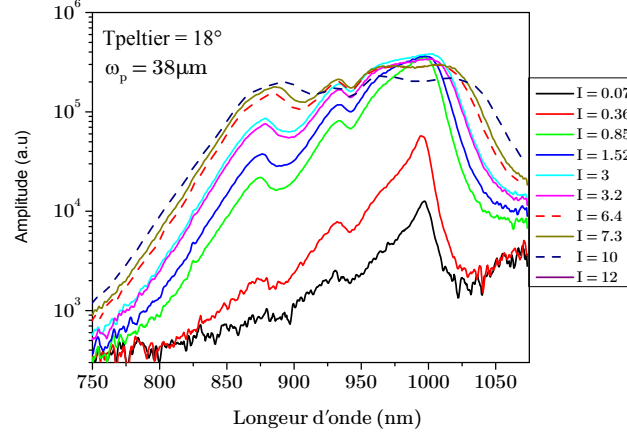


FIGURE 3.6 – Spectre de photoluminescence observé par la tranche d'une structure 1/2 VCSEL à 12 puits quantique en GaAs émettant à 1  $\mu\text{m}$ . Les densités d'excitation  $I$  sont en  $\text{kW}/\text{cm}^2$ .

D'après la figure (3.6), on peut remarquer qu'à partir de densités d'excitation de l'ordre de  $\sim 6 - 7 \text{ kWcm}^{-2}$  ( $2 - 3 \times$  la transparence), il semble que l'on atteigne une inversion quasi-complète en bas de bande, mais on n'atteint pas le niveau de gain attendu par ce type d'inversion sur le premier niveau de quantification [Coldren 2011] (figure 3.7-a). De plus, la saturation des puits quantiques est assez abrupte (non-linéaire en fonction de la densité d'excitation) et sous forte excitation on n'observe pas de différence de gain lorsqu'on double le nombre de puits quantiques, par exemple de 12 à 23. (figure 3.7-b). Là encore, nous pouvons constater que l'augmentation du nombre de puits n'a pas été bénéfique pour augmenter le gain modal de la structure (supposé être  $\sim 2$  fois plus fort). Le gain sature pratiquement aux mêmes valeurs ( $\sim 5\%$  par passage)<sup>1</sup>. De plus, le gain modal chute rapidement à partir de densités de puissance d'excitation de l'ordre de  $\sim 10 \text{ kWcm}^{-2}$ .

D'après ces caractérisations, et en comparant ces résultats avec les propriétés des puits quantiques InGaAs/GaAs dans la littérature [Coldren 2011], une raison serait que les puits quantiques réalisés ont une faible épaisseur (ce qui se traduit par une inversion quasi-complète de premier niveau de quantification assez précoce) et une plus forte concentration en indium<sup>2</sup>.

Dans notre cas, les valeurs de gain maximales obtenues par nos structures (avec

1. Le facteur de confinement longitudinal des puits quantiques ( $\Gamma_g$ ) contribue aussi à la valeur limite du gain modal. Cependant, dans le cas actuel la limitation de la valeur de gain est principalement due au problème de remplissage des bandes.

2. La longueur d'onde d'émission des puits quantiques « correcte » est peut être un effet de compensation entre un puits de faible épaisseur ( $E_g \nearrow$  d'après l'équation (1.1)) et une concentration élevée d'indium (d'après la figure 1.5).

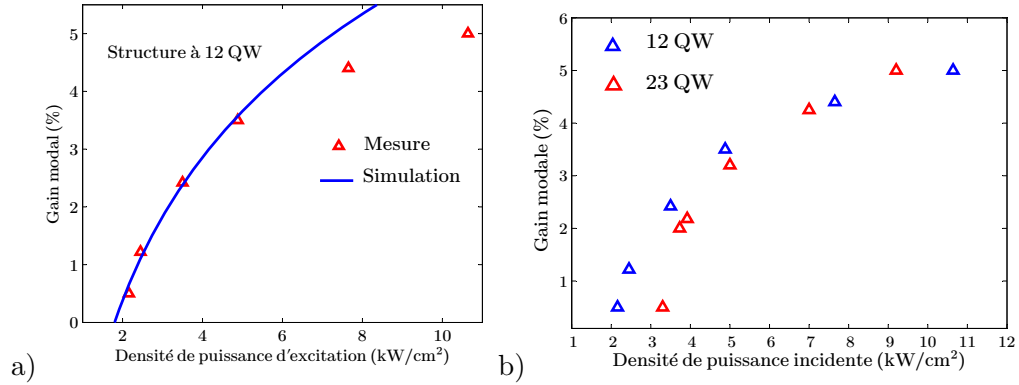


FIGURE 3.7 – Mesure expérimentale du gain modal de la structure 1/2 VCSEL réalisée avec un traitement anti-reflet. A forte excitation ( $> 5 \text{ kW cm}^{-2}$ ), le gain ne suit plus une loi logarithmique et sature à cause des effets thermiques. Cet effet est encore plus marqué pour une structure résonante à cause du désaccord entre le mode de la micro-cavité et l'émission des puits quantiques sous l'effet de la température.

12 et 23 puits quantiques) avec un traitement anti-reflet (qui serait favorable pour avoir un gain large spectralement) ne sont pas suffisantes ( $<$  des pertes de l'AOM). Nous avons donc utilisé une structure sans traitement anti-reflet afin de bénéficier de l'augmentation de gain modal par le facteur de la résonance de la micro-cavité (environ 3.4 cf. § 1.2.3.3) mais au détriment de la largeur spectrale de gain<sup>1</sup>. De plus, la résonance de la micro-cavité rend la structure beaucoup plus sensible aux effets de l'échauffement sous pompage fort, à cause de la difficulté de faire coïncider la résonance de la micro-cavité avec le maximum de la courbe du gain. Ainsi, il faut limiter la densité de puissance déposée sur la structure 1/2 VCSEL à des niveaux modérés ( $< 10 \text{ kW cm}^{-2}$ ).

La structure qui va être utilisée pour notre démonstration de VeCSEL sans mode est illustrée sur la figure (3.8). Elle est basée sur une zone active à gain périodique résonant, à 12 puits quantiques avec contrainte compensée, de longueur  $7\lambda/2$  et un Bragg HR de 27.5 paires ( $R > 99.5\%$ ). Les puits quantiques ont été distribués sur les ventres du champ de façon à ce que l'excitation des puits soit uniforme.

### 3.2 Conception de la cavité optique : Calcul de la stabilité

Dans le cas d'un laser sans mode VeCSEL, la cavité optique est quasiment vide, et l'onde lumineuse se propage en espace libre. La stabilité d'une telle cavité peut être calculée à l'aide de formalisme ABCD présenté dans la partie § 1.3.3. Ceci va nous permettre d'évaluer la taille de mode laser sur n'importe quel plan de la cavité. Ici, le but est de concevoir une cavité optique qui permette de minimiser les pertes

1. Dans ce cas, la résonance de la micro-cavité limite la largeur spectrale du gain à  $\sim 15 \text{ nm}$ .

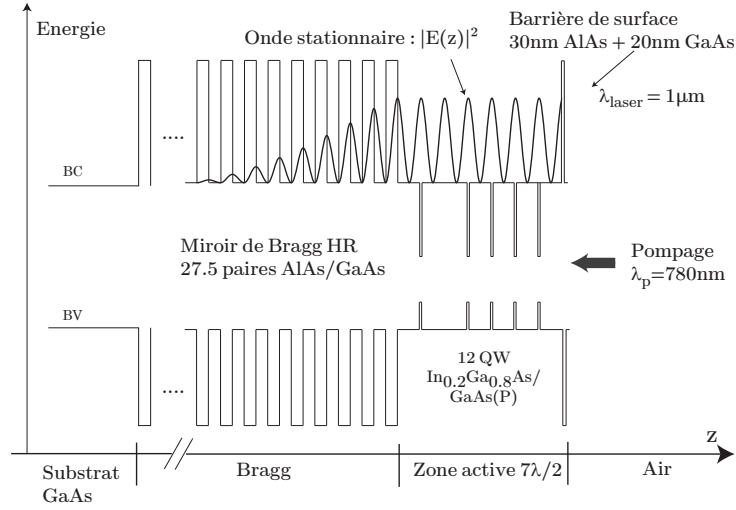


FIGURE 3.8 – Structure 1/2 VCSEL émettant à  $1\mu m$  en GaAs. La zone active de longueur  $7\lambda/2$  contient 12 puits quantiques distribués sur les ventres de l'onde stationnaire.

(dominées principalement par les pertes due à l'AOM), et d'atteindre le seuil laser avec un minimum de puissance de pompe.

Un autre point important à prendre en compte lors de la conception de la cavité est que dans une cavité linéaire, après un aller retour dans la cavité, l'onde électromagnétique traverse tous les éléments optiques intra-cavité deux fois, sauf les miroirs de fond de cavité (les miroirs qui fixent les conditions limites de l'onde stationnaire). Ainsi, dans le cas de laser sans modes, les pertes optiques dues à l'AOM sont perçues deux fois par aller-retour (par exemple dans notre cas  $2 \times 8\%$ ) dans une cavité linéaire. Pour compenser ces pertes, nos structures 1/2 VCSEL (qui peuvent fournir un gain de l'ordre de  $\sim 8 - 9\%$  par passage) ne doivent pas être placées comme un miroir de fond de cavité, pour que l'onde optique puisse aussi être amplifiée deux fois par aller retour<sup>1</sup>.

En effet, d'un point de vue de la conception de la cavité, le VeCSEL offre une grande flexibilité car la zone active de faible épaisseur peut être positionnée sur n'importe quel plan de la cavité. Ceci est possible tout en gardant un efficacité de pompage élevée<sup>2</sup>. Ainsi, il est possible de choisir le type de cavité adéquat pour le gain disponible de la structure 1/2 VeCSEL.

Par exemple, dans le cas où le gain modal de la structure est modéré ( $< 10\%$ ) mais possiblement large spectralement, des cavités linéaires avec double passage dans le milieu à gain ou des cavités en anneau ( $L_c$  l'ordre de  $\sim m$ ) sont à utiliser, comme présenté dans les figures 3.9-(1) et 3.9-(2) : ces solutions restent convenables

1. Contrairement à la cavité en anneau où on peut la concevoir pour que l'onde traverse chaque élément une seule fois.

2. La pompe est absorbée sur une longueur de l'ordre de quelques  $\mu m$  ce qui enlève la contrainte d'avoir des faisceaux laser avec des longueurs de Rayleigh importante

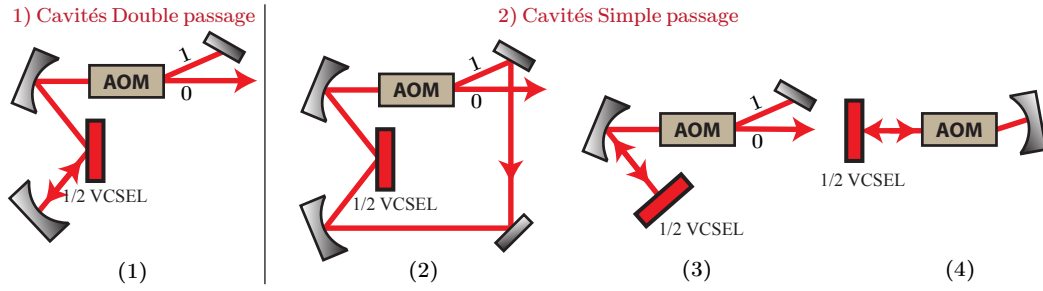


FIGURE 3.9 – Variantes de cavités optiques possibles pour un laser sans mode VeCSEL. (1) cavité linéaire avec double passage dans la zone active. (2) cavité en anneau. (3)(4) Cavité linéaire avec simple passage dans la zone active, avec (4) une version très compacte limitée essentiellement par la taille de l'AOM.

pour l'étude de ce composant au laboratoire. Par contre, si on peut se permettre d'avoir un gain étroit spectralement mais possiblement d'amplitude forte ( $>20\%$  par passage, ce qui nécessite le développement de structures avec  $>20$  puits quantiques en gérant les problèmes de la relaxation des puits et la saturation de la densité de porteurs excités), des cavités compactes ( $L_c$  de l'ordre de  $\sim 0.1 m$ ) avec un seul passage dans le milieu à gain peuvent être développées comme présenté dans les figures 3.9-(1) et 3.9-(2). Ce type de configuration est mieux adaptée à l'intégration dans le but de développer des sources impulsionnelles avec un haut taux de répétition ( $\sim$  centaines de GHz), ou allonger la portée des systèmes de télémétrie à base des lasers FSF.

D'un point de vue pratique, la conception de la cavité pour un VeCSEL sans mode nécessite la prise en compte de deux critères :

- La taille de mode sur le milieu à gain doit être optimisée ( $w_0 = w_p$ ) pour garantir un bon recouvrement avec le profil de pompage. Dans la pratique, les tailles optimales pour le pompage de notre structure sont de l'ordre de  $\sim 40 - 50 \mu m$  afin de minimiser l'impédance thermique et minimiser les puissances de pompe au seuil.
- La taille de mode dans le plan de l'AOM doit être optimisée pour maximiser l'efficacité de diffraction sur l'ordre  $\pm 1$ .

En se basant sur ces considérations, et le fait qu'on veut étudier le laser dans deux configurations de cavité (linéaire et en anneau), nous avons opté pour la réalisation d'une cavité linéaire en « M ». Cette configuration facilitera l'alignement de la cavité en anneau (figure 3.10).

L'étude de la stabilité de la cavité est présentée dans la figure 3.11. L'utilisation des miroirs concaves de repli (MC1, MC2) introduit un léger astigmatisme sur le mode laser entre les deux axes de la cavité (vertical et horizontal), qui se manifeste par un léger décalage entre les courbes de stabilité de la cavité sur chaque axe.

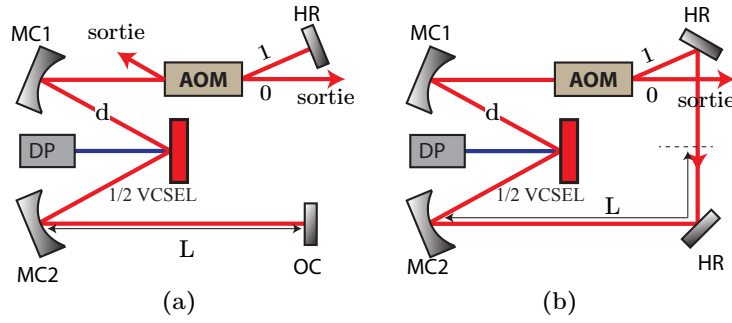


FIGURE 3.10 – Illustration schématique de la cavité optique du VeCSEL sans mode à  $1\mu\text{m}$ . — a) Configuration de cavité linéaire en M. — b) Configuration de cavité en anneau. Les longueurs  $L$  et  $d$  intervenant dans le calcul de stabilité sont aussi présentées. DP : diode de pompe ; MC : miroir concave de repli ; AOM : modulateur accousto-optique ; HR : miroir de haute réflectivité ; OC : coupleur

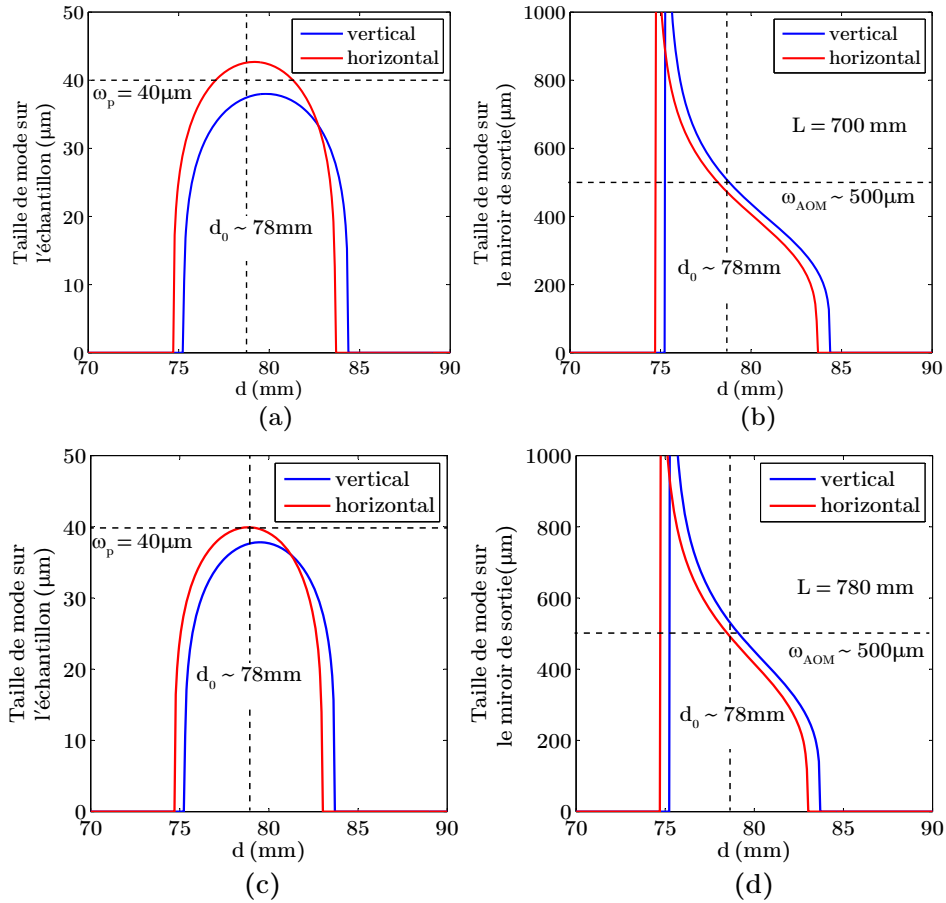


FIGURE 3.11 – Étude de la stabilité : (a,b) cavité linéaire – (c,d) cavité en anneau.

### 3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la conception d'un laser VeCSEL sans mode à base d'une structure GaAs émettant à 1.07  $\mu\text{m}$ . Nous avons vu qu'un VeCSEL sans mode large bande (quelques nm) exige une structure 1/2 VCSEL à fort gain ( $>10\%$ ) et large bande ( $>20$  nm) à cause des pertes de l'élément décaleur de fréquence intracavité. Dans ce but, nous avons développé des zones actives contenant de nombreux puits quantiques contraints ( $>20$  puits quantiques). Cependant, nous avons été confronté à deux problèmes majeurs : la dégradation de la qualité cristalline des structures à cause de la relaxation des puits quantiques, et la saturation du nombre de porteurs à l'état excité qui engendre une limitation du gain (à quelques % par passage). L'étude dans la perspective de dépasser ces limitations est en cours.

Néanmoins, en limitant le nombre de puits ( $<20$ ) et en acceptant un certain sacrifice sur la largeur de la bande de gain, il est possible d'atteindre le seuil laser avec le niveau du gain nos de structures ( $\sim 8\%$  par passage). Cependant, ceci nécessite l'optimisation de la cavité optique, à savoir l'emploi des cavités avec double passage dans le milieu à gain. Dans ce sens, avons également donné quelques concepts de cavité optique optimisée pour la réalisation d'un composant FSF intégré à base de VeCSEL. De ce point de vue, la souplesse permise par la technologie VeCSEL présente un avantage unique au regard des autres technologies.

Nous allons à présent passer à l'étude de notre source laser VeCSEL sans mode.





# Étude expérimentale du VeCSEL sans mode

---

Dans cette partie de ce document, nous allons nous intéresser à l'étude expérimentale du VeCSEL sans mode réalisé pendant ce travail de thèse. Nous commençons par une caractérisation de premier ordre du rayonnement laser, à savoir l'état de l'onde émise (spatial, spectral et polarisation du champ) et rendement en puissance. Ensuite, nous allons nous intéresser à la caractérisation de l'état stationnaire à travers les spectres radio fréquence de bruit. Puis, nous allons nous intéresser aux aspects dynamiques tels que la construction de l'intensité du laser et l'évolution temporelle du spectre optique depuis le démarrage jusqu'à l'état stationnaire. On notera que ces caractérisations ont été effectuées pour les deux types de configuration de cavité, à savoir la cavité linéaire et la cavité en anneau. Cependant, vu que les propriétés des deux configurations laser sont quasiment les mêmes, nous allons présenter essentiellement les résultats obtenus pour le VeCSEL sans mode en cavité linéaire. Les quelques différences qui ont pu être observées entre les deux configurations seront discutées à la fin de ce chapitre (cf. § 4.2.3).

## 4.1 Caractérisation de premier ordre du VeCSEL sans mode

Pour cette première démonstration du VeCSEL sans mode, nous avons utilisé une structure 1/2 VCSEL comportant 12 puits quantiques InGaAs/GaAs émettant à 1.070  $\mu\text{m}$  (le dessin complet de la structure est donné dans la figure 3.8). Afin de pouvoir compenser les pertes de la cavité, soit essentiellement les pertes des l'AOM ( $\sim 8\%$  par passage), il était nécessaire d'utiliser une structure résonante afin d'augmenter le gain modal de la structure (la mesure du gain de cette structure avec un traitement anti-reflet est montrée dans la figure 3.7). Ainsi, ces valeurs de gain modal seront multipliées par la valeur du facteur de la résonance de la micro-cavité qui vaut  $\sim 3.4$ .

Le laser est réalisé avec une configuration de cavité linéaire (M) ou en cavité en anneau (figure 3.10). Pour la caractérisation, on récupère la lumière non-diffractée par l'AOM sur son ordre 0 (faisceau non-gaussien mais de forte puissance). On peut aussi récupérer un faisceau de haute qualité spatiale en remplaçant un des miroirs plan HR de la cavité par un miroir de 1% de transmission (par exemple le miroir OC sur la figure 3.10).

Enfin, la structure est pompée par une diode laser dont la taille de faisceau est adapté à la taille du mode de la cavité pour optimiser le rendement de laser.

#### a. Caractéristique laser : Puissance

Lors de cette mesure, la température de la structure 1/2 VCSEL est régulée à 290 K. La cavité est en configuration linéaire (M).

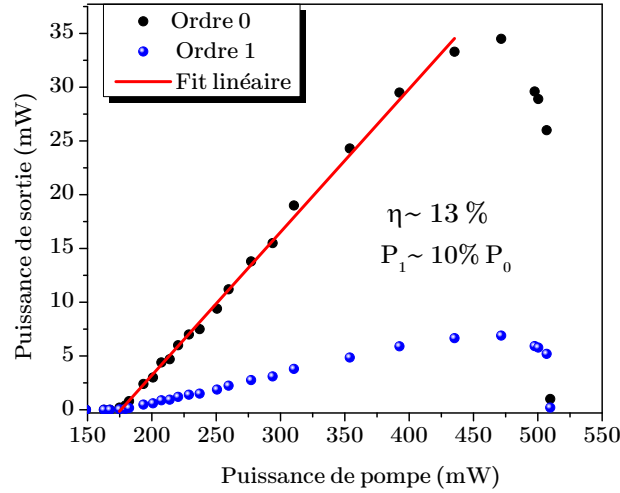


FIGURE 4.1 – Mesure expérimentale de l'évolution de la puissance du VeCSEL sans mode à 1µm en fonction de la puissance absorbée de la pompe.

La figure 4.1 montre l'évolution de la puissance du laser sur l'ordre 0 de diffraction de l'AOM en fonction de la puissance absorbée de la pompe, pour l'onde propagative<sup>1</sup>. La densité de pompe au seuil est de  $\sim 175\text{mW}$ , soit une densité de puissance au seuil d'environ  $3.5\text{ kW/cm}^2$ . Le rendement du laser est d'environ 26% (sur les deux sorties) avec une puissance maximale de  $\sim 60\text{mW}$  pour une puissance de pompe de  $\sim 500\text{ mW}$ , après quoi le rendement chute rapidement à cause des effets thermiques dans la structure (rollover). On notera que cette limitation de puissance peut être surpassée avec les techniques standard de gestion de la thermique mentionnées précédemment.

#### b. Qualité transverse du faisceau

La partie de puissance la plus importante, récupérée du VeCSEL sans mode, est celle qui n'est pas diffractée par l'AOM<sup>2</sup>. Cependant, la zone diffractante du cristal de l'AOM constitue un diaphragme qui coupe le profil spatial du faisceau non-diffracté, et conduit à une légère dégradation de sa qualité spatiale. Par contre,

1. Dans cette configuration, la cavité présente deux sorties identiques sur l'AOM, une pour l'onde propagative et l'autre dans le sens inverse, pour l'onde contra-propagative.

2. A cause des fortes pertes de l'AOM sur cette ordre.

le faisceau diffracté sur l'ordre 1 de l'AOM, circule dans une cavité stable, et il est y donc filtré. La figure 4.2 présente le profil spatial de mode du laser. Le faisceau est bien monomode  $TEM_{00}$ , mais il présente un léger astigmatisme à cause de la présence des miroirs concaves de repli (MC1, MC2 dans figure 3.10). Cependant, nous avons mesuré un facteur de propagation moyen  $M^2 < 1.2$ , ce qui signifie qu'il est proche de la limite de diffraction.

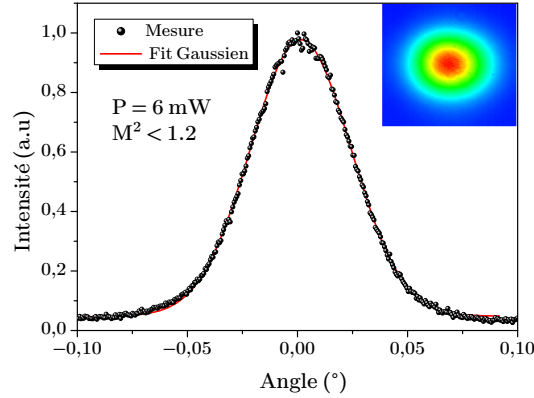


FIGURE 4.2 – Distribution transverse du faisceau laser en champ lointain. Ceci est la distribution de profil du mode de la cavité, récupérée sur le premier ordre de diffraction de l'AOM.

### c. Caractéristique laser : le spectre optique

Le spectre optique de notre VeCSEL sans mode est présenté sur la figure 4.3. Pour la mesure, nous avons utilisé un spectromètre à réseau de diffraction avec une résolution de  $\sim 5$  GHz. Nous avons aussi utilisé un interféromètre Fabry-Pérot à balayage de haute résolution ( $\sim 37$  MHz) pour analyser le spectre du laser, mais nous n'avons observé aucune structure spectrale, c'est qui confirme que le spectre est bien un spectre continu. Le profil du spectre est proche d'une gaussienne avec une légère asymétrie dans les ailes, ce qui est assez cohérent avec la description théorique du spectre [Yatsenko 2004b].

### d. Caractéristique laser : état de la polarisation

Dans la configuration de la cavité laser actuelle (figure 3.10), la structure 1/2 VCSEL n'est pas placée au fond de la cavité. Ainsi, le faisceau laser est toujours en incidence oblique par rapport à la structure, ce qui induit une différence de la valeur de la réflexion de Fresnel, sur l'interface air/semiconducteur, entre la polarisation TE et TM du laser. Étant donné que le coefficient de réflexion pour la polarisation TM est plus important<sup>1</sup>, le coefficient de confinement de la micro-cavité est légèrement

1. Dans notre cas, l'angle d'incidence sur la structure 1/2 VCSEL est  $\sim 12^\circ$  ce qui donne une réflexion  $R_{TM} \simeq 31.6\%$  contre  $R_{TE} \simeq 30.0\%$

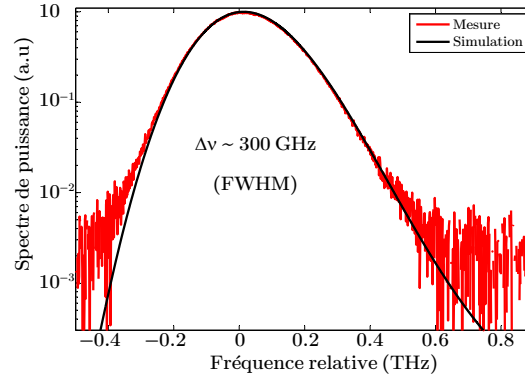


FIGURE 4.3 – Spectre optique du VeCSEL sans mode émettant autour de  $1.07\mu\text{m}$  : la largeur à mi-hauteur est de  $\sim 300$  GHz ( $\sim 1.15$ ).

plus important, ce qui fait que le gain modal est plus fort. Ainsi, le seuil du laser sur la polarisation verticale est plus faible, ce qui force la polarisation du laser sur la direction verticale. Pour optimiser encore cet effet, nous avons orienté la puce  $1/2$  VCSEL de sorte que l'axe cristallin  $[110]$  soit vertical.

## 4.2 Dynamique et cohérence temporelle du VeCSEL sans mode : Une étude expérimentale

### 4.2.1 Caractérisation de la cohérence temporelle : le spectre RF

Le montage expérimental utilisé pour la caractérisation des propriétés spectrales du VeCSEL sans mode est présenté sur la figure 4.4. Le laser sans mode est en configuration de cavité linéaire (cavité en M, figure 4.4-a). Cette configuration est choisie pour permettre un double passage dans le milieu à gain afin de compenser les pertes introduites par l'AOM ( $\sim 15\%$ , cf.3.2). Les paramètres principaux du laser sont :

- $\tau_c$  : le temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité. Dans notre cas,  $\tau_c \sim 10,5$  ns ( $\text{ISL} \simeq 95\text{MHz}$ ).
- $\Delta_{aom}$  : la fréquence du modulateur acousto-optique. Dans la configuration étudiée,  $\Delta_{aom} = 110$  MHz, ce qui donne un décalage en fréquence de 220 MHz par aller-retour.
- Les deux paramètres ci-dessus fixent le taux de décalage par aller-retour  $\gamma_s = 2 \times \Delta_{aom} / \tau_c$ . Dans notre cas,  $\gamma_s \simeq 2,1 \times 10^{16}\text{Hz/s}$

Le faisceau laser est récupéré sur l'ordre 0 de diffraction de l'AOM (faisceau de mauvaise qualité spatiale), ou sur un miroir de sortie sur le deuxième bras de la cavité (faisceau  $TEM_{00}$ ). Il est alors envoyé sur l'étage de caractérisation (figure 4.4-b). Le spectre optique est mesuré avec un spectromètre à réseau (ASO) de résolution de  $\sim 15$  GHz. En parallèle de la mesure de spectre optique, on observe

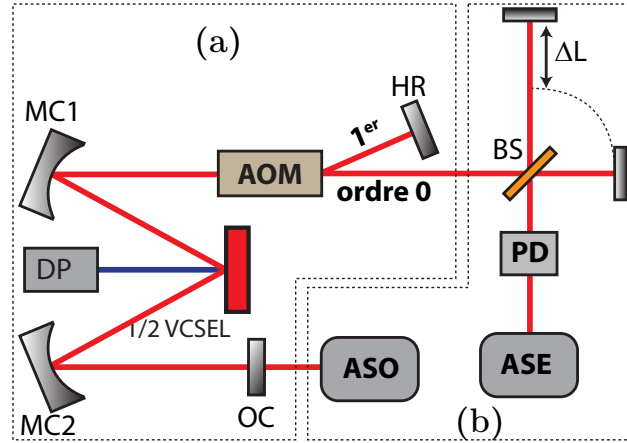


FIGURE 4.4 – Montage expérimental pour la caractérisation du VeCSEL sans mode. –a) laser sans mode. MC miroir concave ; DP diode de pompe. –b) ; ASO Analyseur de spectre optique ; ASE analyseur de spectre électrique ; BS : beam splitter ; PD photodiode.

le signal RF issu d'un interféromètre de type Michelson à l'aide d'une photodiode rapide (20 GHz de bande passante) et un analyseur de spectre électrique (30 GHz de bande passante).

#### a) Spectre RF du bruit d'intensité

Dans un premier temps, l'un des deux bras de l'interféromètre est coupé afin d'observer uniquement les fluctuations de l'intensité du laser sans mode. A basses fréquences ( $< \text{ISL}$  de la cavité), le bruit d'intensité du laser est quasiment celui d'un VeCSEL mono-fréquence en régime dynamique de classe A (figure 4.5). Le bruit du laser est caractérisé par une fréquence de coupure assez basse ( $\sim 6$  MHz) donnée par la finesse de la cavité et le taux de pompage[Laurain 2010a]. Dans la bande du laser, on retrouve des contributions de bruit d'origine techniques.

Dans la partie haute fréquence (figure 4.6), au delà de la coupure de laser, le bruit chute rapidement au niveau du bruit de grenaille avec les pics périodiques aux multiples de l'ISL de la cavité, caractéristiques des laser sans mode[Yatsenko 2009]. En effet, ces pics ne peuvent pas être attribués à un battement des modes longitudinaux car le spectre du laser est continu. Ces pics sont attribués à des fluctuations de l'intensité intra-cavité du laser qui persistent sur une durée plus longue qu'un aller-retour dans la cavité, et contribuent de manière périodique (dans le temps) aux fluctuations de l'intensité du laser[Ogurtsov 2006, Yatsenko 2009].

#### b) Spectre RF du signal interférométrique

On observe ici le spectre du signal RF issu de l'interféromètre de Michelson. Cette mesure est importante à la fois pour quantifier les propriétés de cohérence de notre VeCSEL sans mode, mais aussi par ce qu'elle est le cœur des techniques de mesure

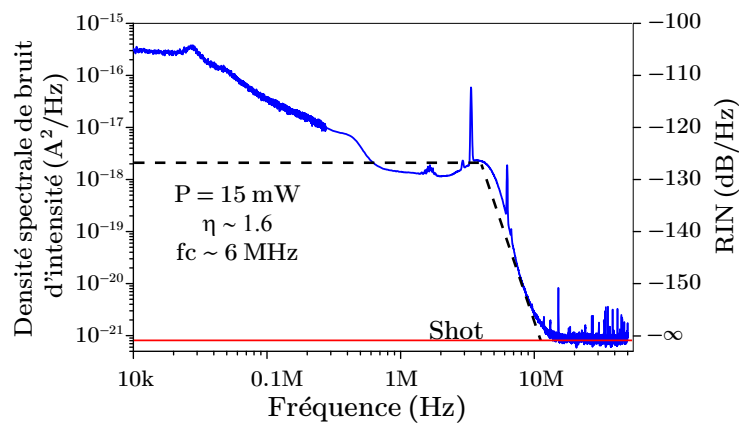


FIGURE 4.5 – Densité spectrale (échelle gauche) de bruit du VeCSEL sans mode à basse fréquence, valeur du RIN correspondante (échelle de droite). En pointillés, approximation de la fonction de transfert du laser.

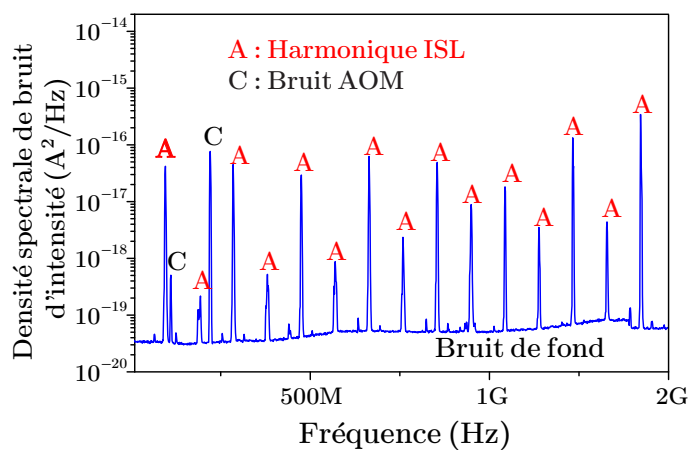


FIGURE 4.6 – Spectre RF haute fréquence.

de distance avec les lasers à décalage en fréquence intra-cavité, dans lesquelles un bras de l'interféromètre est utilisé comme référence pour la mesure des variations de distances sur le deuxième bras.

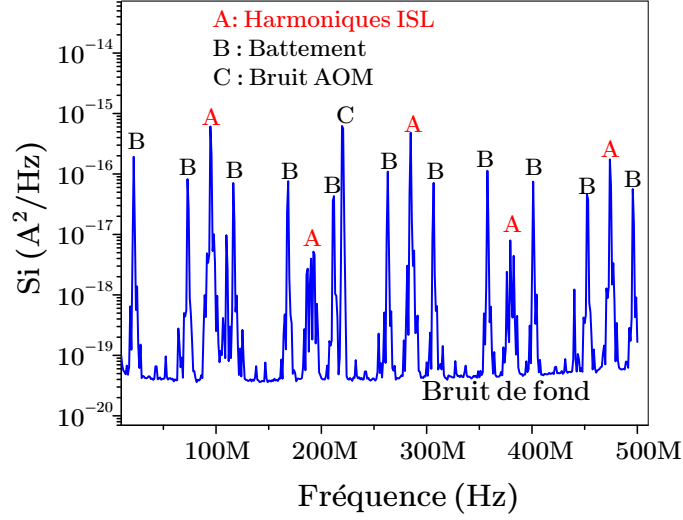


FIGURE 4.7 – Spectre RF du bruit d'intensité du laser sans mode à la sortie de l'interféromètre de Michelson. Pour cette mesure, la différence de marche est de  $\sim 30\text{cm}$ , équivalente à un décalage de fréquence de  $f_b \sim 21\text{ MHz}$ . Les battements à la fréquence  $f_b$  et  $q \times ISL \pm f_b$  qui apparaissent sur le spectre RF de bruit sont caractéristiques des lasers sans mode et peuvent être utilisées dans les mesures de distance.

Comme cela a été prédit théoriquement, le spectre RF du signal détecté à l'issue de l'interféromètre contient les pics aux multiples de l'ISL accompagnés par deux pics de battement de part et d'autre de chaque pic à l'ISL (figure 4.7). En effet, à l'issue de l'interféromètre, le faisceau laser interfère avec une version retardée de lui même ( $i \propto |\tilde{E}(t) + \tilde{E}(t + \tau)|^2$  où  $i$  est le courant détecté par la photodiode). Or pendant le temps de retard, chaque composante spectrale du faisceau de référence (décalée en fréquence d'une manière continue par l'AOM) a subi une augmentation de sa fréquence (ou une diminution de sa fréquence suivant la direction du décalage) déterministe de  $f_b$ , ce qui préserve ses propriétés de bruit de phase. Cela donne naissance à des battements dans le spectre RF. Si on suppose que la différence de marche entre les deux faisceaux est de  $\delta L$ , la fréquence de battement fondamentale est donnée par :

$$f_b = \Delta t \times \gamma_s = \frac{\delta L}{c} \times \frac{\Delta_{aom}}{\tau_c} \quad (4.1)$$

La figure 4.8-a présente une mesure à haute résolution d'un pic de battement présenté dans la figure précédente (figure 4.7). Ici, le délai de l'interféromètre est de  $\tau_{mich} = 1\text{ns}$ , ce qui fixe la position de battement ( $\sim 21,65\text{ MHz}$ ). En ce qui concerne la largeur du pic de battement, elle est inversement proportionnelle à la durée de vie



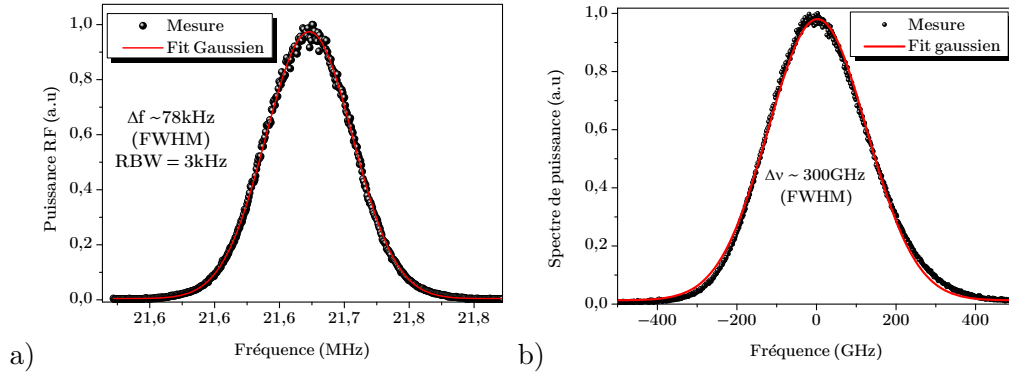


FIGURE 4.8 – a) Mesure haute résolution du pic fondamental de battement. — b) Spectre optique du VeCSEL sans mode mesuré dans les mêmes conditions expérimentales. Dans ce type de laser, plus le spectre optique est large plus les pics de battement sont étroits et plus la cohérence du laser est élevée.

effective des photons dans la cavité, ou encore le temps nécessaire pour décaler une onde mono-chromatique sur toute la largeur spectrale du laser sans mode (cf. § 2.1.2 et § 2.1.2). Dans notre cas, nous avons mesuré une largeur spectrale de battement RF de  $\sim 78 \text{ kHz}$  (figure 4.8-a), ce qui donne un temps de cohérence  $\tau_{coh} \simeq 13 \mu\text{s}$ . Ceci est pratiquement la valeur du temps de parcours du spectre optique de largeur à mi-hauteur de  $\sim 300 \text{ GHz}$  avec un taux de décalage en fréquence par aller-retour  $\gamma_s \simeq 2.1 \times 10^{16} \text{ Hz/s}$ .

On est donc en présence d'une source laser de haute cohérence temporelle. A titre de comparaison, les diodes laser à semi-conducteur à émission par la tranche et les VCSEL microcavité, qui affichent des largeurs de raie de l'ordre du MHz limitées principalement par la limite fondamentale de Schawlow-Townes (émission spontanée), ont des temps de cohérence seulement de l'ordre de la  $\mu\text{s}$  bien qu'ils soient monofréquence. Autrement dit, malgré son spectre optique très large ( $\approx 300 \text{ GHz}$ ), le VeCSEL FSF développé ici est plus cohérent qu'une diode laser dont le spectre optique est 300 000 fois plus étroit.

#### 4.2.2 Caractérisation de la dynamique spectro-temporelle

Pour observer le démarrage du laser sans mode, on module l'onde RF de l'AOM avec un signal carré, pour pouvoir allumer et éteindre le laser (figure 4.9). Cette méthode permet d'observer le démarrage du laser sur des temps très courts de l'ordre de la centaine de ns<sup>1</sup>. Ceci est du même ordre de grandeur que l'inverse de la fréquence de coupure de laser ( $f_c^{-1} \simeq 167 \text{ ns}$ ). De plus, en changeant le rapport cyclique du signal de commande, on peut observer l'évolution du spectre optique intégré sur la durée de l'impulsion de tension. Cette technique présente un avantage

1. Donnée constructeur de l'AOM, c'est le temps de propagation de l'onde acoustique dans le cristal sur l'aire de mode laser.

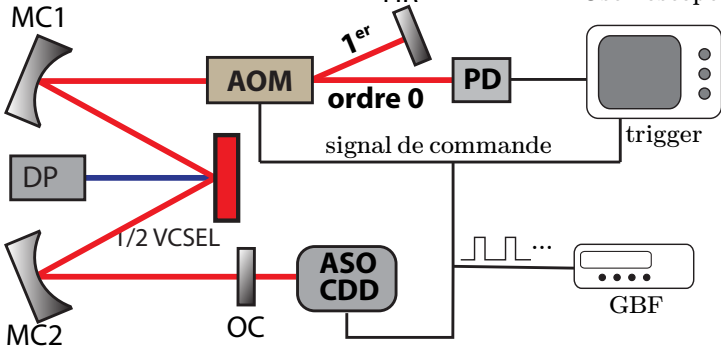


FIGURE 4.9 – Montage expérimental pour l’observation du démarrage et l’évolution de spectre optique de VeCSEL sans mode. Le rapport cyclique du signal de commande est ajusté pour permettre l’observation de l’évolution du spectre du laser dans une fenêtre temporelle au cours de démarrage du laser. Le temps de réponse de l’AOM est suffisamment court pour ne pas influencer la dynamique laser.

sur la modulation directe du courant de la diode de pompe ; d'abord, parce qu'on est limité par les bandes passantes électroniques des systèmes de pompage ; ensuite, on élimine l'effet du transitoire thermique de la pompe qui ralentit la stabilisation de son intensité ; enfin, on élimine aussi le transitoire thermique de la puce 1/2 VCSEL elle-même. Ainsi, ce choix au niveau expérimental permet de minimiser les perturbations de la dynamique spectro-temporelle du VeCSEL qui pourraient être induites par le système de pompage.

Pour l'observation de la construction de l'intensité, nous utilisons une photodiode rapide (temps de montée  $< \text{ns}$ ). Le spectre du laser quand à lui est enregistré avec une camera linéaire CCD synchronisée avec le signal électrique de commande (figure 4.4).

La figure 4.10-a présente une mesure expérimentale de l'évolution de l'intensité du VeCSEL sans mode au démarrage, en configuration de cavité linéaire. Le laser montre un régime dynamique quasi de classe A avec les oscillations apériodiques caractéristiques liées aux oscillations de spectre (voir figure 4.10) au démarrage de laser. Ce fonctionnement est en bon accord avec le comportement prédit par le modèle théorique (figure 4.10-b). Cependant, nous avons pu observer des modulations 'parasites' que nous avons identifiées comme des modulations liées au Fabry-Pérot parasite de substrat. En effet, ces modulations sont encore plus fortes pour la configuration de cavité en anneau bi-directionnel, et sont aussi présentes dans le spectre optique stationnaire (voir paragraphe cf.§ 4.2.3).

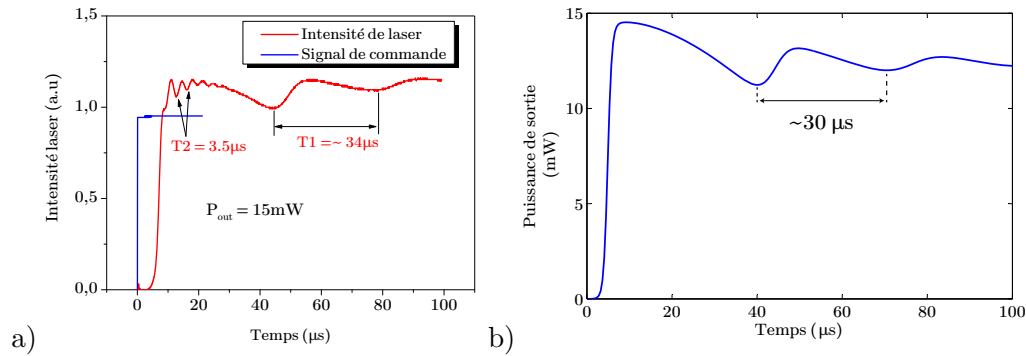


FIGURE 4.10 – a) Mesure expérimentale de l'évolution de l'intensité de VeCSEL sans mode à l'allumage. –b) Simulation numérique du démarrage du VeCSEL sans mode.

La figure 4.11-a présente une mesure expérimentale de l'évolution du spectre optique du VeCSEL sans mode, au démarrage de laser, intégré sur des fenêtres temporelles variables. On peut voir l'oscillation du spectre au démarrage du laser sans mode sous l'effet du décalage en fréquence (ici l'AOM est fermé sur l'ordre -1 de diffraction conduisant à un décalage de fréquence négatif) et le filtrage spectral du gain. Cette oscillation du spectre est aussi accompagnée par un affinement spectral (figure 4.11-b) sous l'effet de l'émission stimulée et de la courbure du gain. On notera que contrairement à un laser mono-fréquence, le maximum du spectre du laser à l'état stationnaire est décalé par rapport au maximum de la courbe de gain.

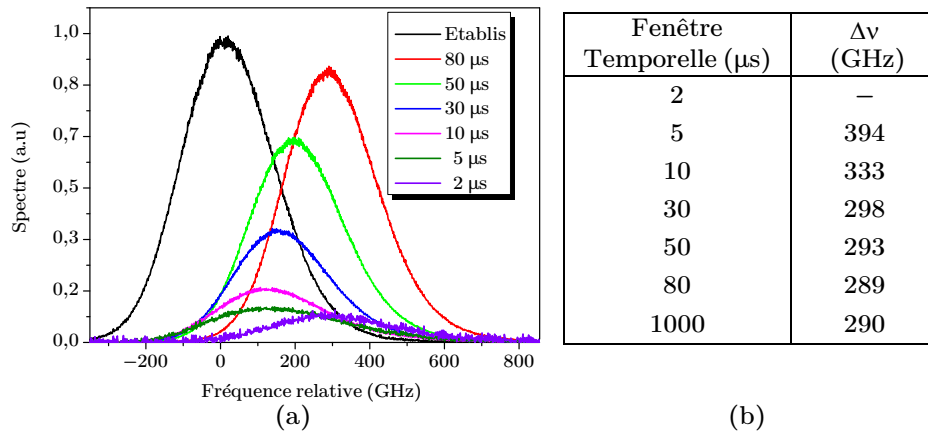


FIGURE 4.11 – a) Mesure expérimentale de l'évolution du spectre du VeCSEL sans mode à l'allumage. L'échelle des fréquences est centrée autour du maximum du spectre stationnaire, qui est décalé par rapport au maximum de la courbe de gain. –b) Largeur spectrale correspondante. La mesure de la largeur du spectre avec la fenêtre temporelle de 2 μm ne peut pas être mesurée correctement à cause d'une limitation technique liée au système de détection.

### 4.2.3 Quelques différences entre le VeCSEL sans mode en cavité linéaire et en cavité en anneau

Le VeCSEL sans mode que nous avons développé au cours de ce travail a été réalisé en deux types de configuration de cavité, à savoir en cavité linéaire, et en cavité en anneau. Bien que le comportement du laser soit généralement identique en termes de propriétés caractéristiques des lasers sans modes (spectre optique continu et spectre RF périodique discret), nous avons pu constater quelques différences entre les deux lasers, qui sont liées principalement à la géométrie de la cavité qui impose des états de lumière différents. En effet, idéalement dans une cavité en anneau, il y a pas de condition aux limites pour le champ sur les miroirs, la lumière peut se propager dans un sens unique (cavité unidirectionnelle) ou dans les deux sens sur deux ondes indiscernables (cavité bi-directionnelle).

Une cavité en anneau unidirectionnelle est particulièrement intéressante, car l'absence de profil stationnaire du champ limite les effets non-linéaires comme Spatial Hole Burning et les possibles instabilités du laser à cause de sauts de modes entre l'onde propagative et contra-propagative dans la cavité. De plus, dans le cas du VeCSEL, un fonctionnement unidirectionnel conduit à une configuration de laser sans mode très proche du modèle idéalisé.

Dans le cas du laser sans mode, le fonctionnement unidirectionnel est possible grâce à la réciprocité non-idéale de modulateur acousto-optique [Clarkson 1996]. En effet, les conditions de Bragg pour chacune des ondes propagatives contra-propagatives sont légèrement différentes, ce qui donne une différence d'efficacité de diffraction (différence de pertes entre les deux ondes qui peut atteindre  $\sim$  quelques % [Clarkson 1996]). Dans le cas de notre VeCSEL sans mode, cette différence de pertes représente  $\sim 10\%$  du gain maximal de la structure 1/2 VCSEL. Une différence largement suffisante pour forcer un fonctionnement uni-directionnel.

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons donner quelques différences observées entre la configuration du VeCSEL sans mode en configuration de cavité linéaire et en cavité en anneau. Pour être dans des conditions comparables entre les deux configurations, nous avons conservé un taux de décalage en fréquence par aller-retour presque identique pour les deux configurations et en faisant fonctionner le laser dans des conditions expérimentales comparables (pertes optique, taille de mode laser dans le milieu à gain et l'AOM, puissance de pompe et l'asservissement en température de la puce).

#### a) Cas de cavité en anneau bi-directionnelle

La figure 4.12-b présente le spectre optique du VeCSEL sans mode en configuration de cavité linéaire. On peut voir clairement les modulations du spectre dues à la modulation des pertes de la cavité par l'effet de la cavité parasite du substrat ( $ISL \sim 100$  GHz équivalent à  $\sim 0.4$  nm à 1074 nm)<sup>1</sup>. Cet effet est aussi observable

---

1. Épaisseur 400  $\mu m$  en GaAs

sur l'évolution de l'intensité au démarrage, où les modulations supplémentaires, dues au Fabry-Pérot parasite du substrat, sont moins amorties par rapport au cas de la cavité linéaire (figure 4.13).

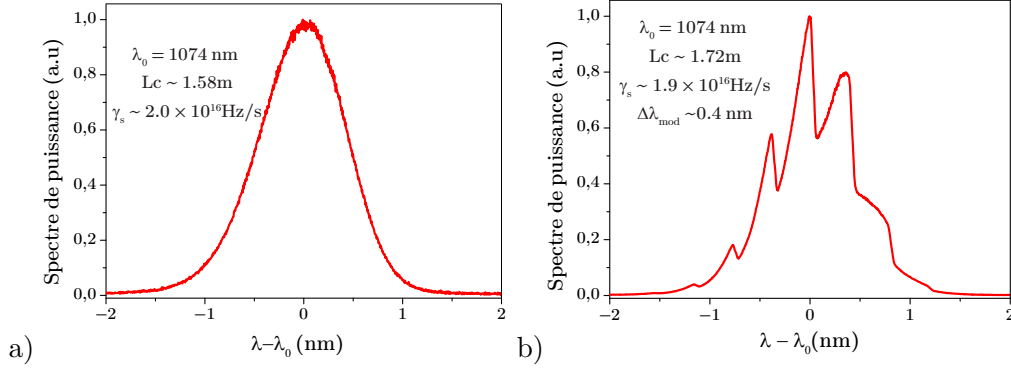


FIGURE 4.12 – Spectre optique du laser sans mode dans le cas d'une cavité linéaire (a) et une cavité en anneau bi-directionnelle (b). Dans (b) la modulation du spectre coïncide avec l'ISL de la cavité parasite formée par le substrat.

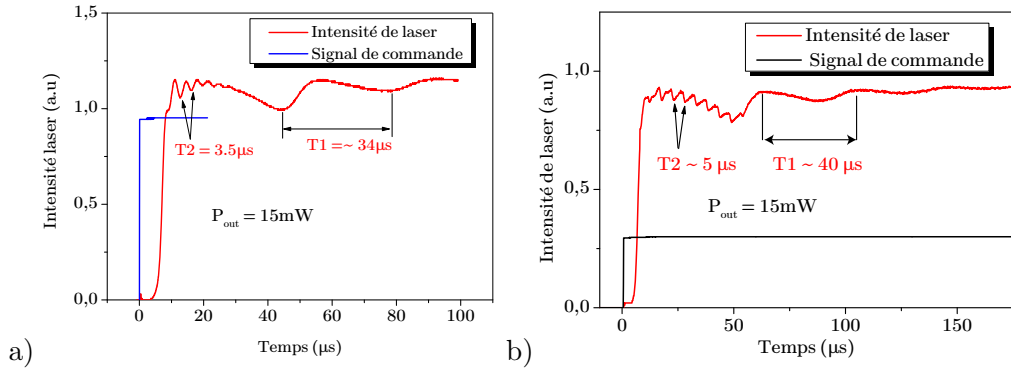


FIGURE 4.13 – Transitoire de démarrage de VeCSEL sans mode. — a) Configuration de cavité linéaire. — b) Configuration de cavité en anneau bi-directionnelle.

#### b) Cas de la cavité en anneau unidirectionnelle

Le fonctionnement uni-directionnel est obtenu en optimisant l'angle d'incidence autour de l'angle de Bragg de l'AOM. Ainsi, nous avons constaté que le laser peut fonctionner d'une manière stable sur un sens unique propagatif ou contra-propagatif, avec un taux de suppression  $> 30$  dB. Dans cette configuration, les modulations du spectre optique ont presque disparu, et l'on n'observe plus de sur-modulation de l'intensité du laser, due à l'effet de cavité parasite du substrat, au démarrage (figure 4.14).

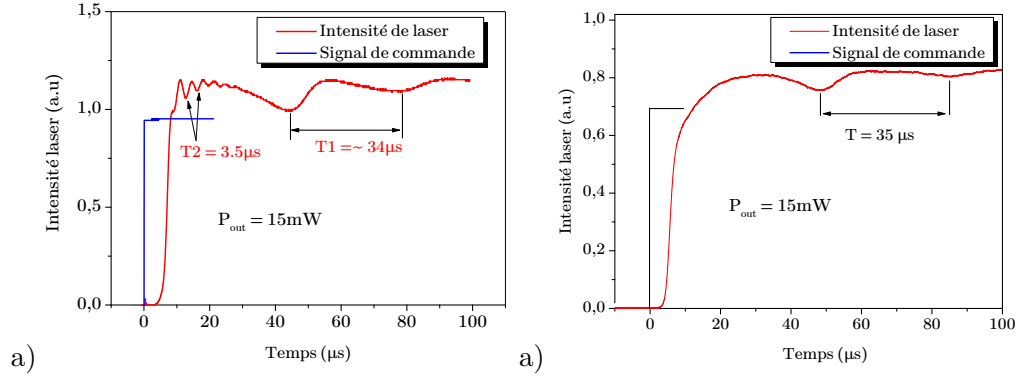


FIGURE 4.14 – Transitoire de démarrage de VeCSEL sans mode. — a) Configuration de cavité linéaire. — b) Configuration de cavité en anneau uni-directionnelle..

Mais le constat le plus important, c'est que le laser affiche un spectre optique de  $\sim 10\%$  plus large par rapport à la configuration de la cavité linéaire ( $1.27 \text{ nm}$  contre  $1.15 \text{ nm}$ ), ce qui signifie que l'onde optique est encore plus cohérente (figure 4.15). Ceci est confirmé par la mesure du spectre RF du signal interférométrique (figure 4.16), où la largeur de battement est passée de  $\sim 78 \text{ kHz}$  (pour la cavité linéaire) à  $\sim 54 \text{ kHz}$  (pour la cavité en anneau uni-directionnelle). Ainsi, on peut estimer une longueur de cohérence de  $\sim 5.5 \text{ km}$  (cavité en anneau) contre  $\sim 3.8 \text{ km}$  (cavité linéaire).

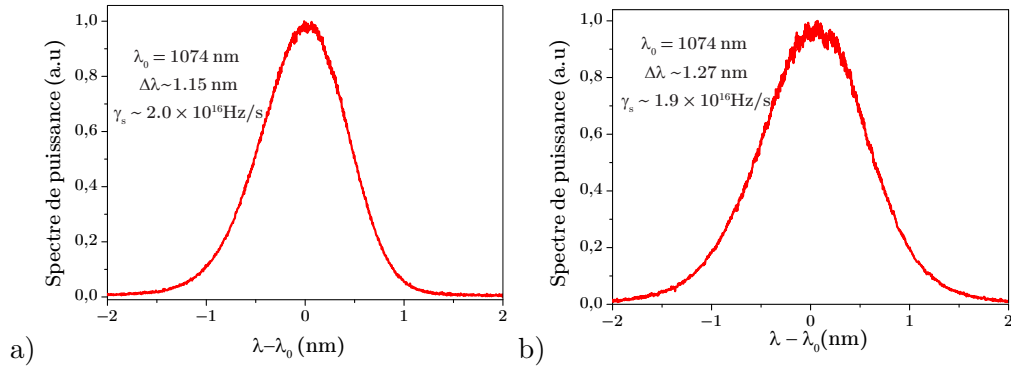


FIGURE 4.15 – Spectre optique de VeCSEL sans mode. –a) En configuration de cavité linéaire. –b) En configuration de cavité en anneau uni-directionnelle. Le spectre du laser est  $\sim 10\%$  plus large ; cette largeur est équivalente à  $\sim 330 \text{ GHz}$  à  $\lambda = 1.074 \text{ nm}$ .

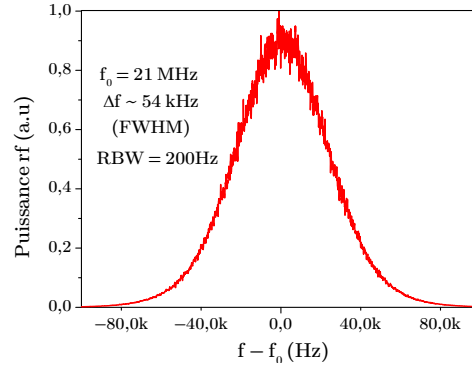


FIGURE 4.16 – Signal de battement dans le cas du VeCSEL sans mode en cavité en anneau unidirectionnelle.

### 4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude expérimentale du VeCSEL FSF sans mode réalisé.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux propriétés de premier ordre de notre source laser, où nous avons pu démontrer, pour la première fois, un VeCSEL FSF sans mode avec une structure à base de GaAs émettant à 1  $\mu\text{m}$ . La largeur spectrale était de 1.15 nm ( $\sim 300$  GHz), ce qui reste à l'état de l'art des sources laser sans mode toutes technologies confondues. Ceci avec un mode spatial gaussien proche de la limite de diffraction, et une polarisation linéaire.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à la caractérisation de la cohérence du VeCSEL sans mode à travers les mesures des spectres RF de bruit. Nous avons pu confirmer la signature caractéristique d'un fonctionnement en régime laser sans mode, à savoir la périodicité du spectre RF à la fréquence de l'intervalle spectrale libre de la cavité.

Dans un second temps, nous avons évalué la cohérence de la source avec un montage interférentiel. Nous avons pu en déduire un temps de cohérence de notre source de  $\tau_{coh} = 14$   $\mu\text{s}$ , qui nous a permis de mettre en évidence la relation inhabituelle qui existe entre la largeur spectrale des lasers sans mode et leur temps de cohérence : plus le spectre est large, et plus la cohérence temporelle de la source est élevée. A titre de comparaison, le temps de cohérence du notre VeCSEL sans mode de largeur spectrale de 300 GHz et du même ordre de grandeur que celui de sources VCSEL monolithique de DFB ayant une largeur de raie de l'ordre du MHz.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à la caractérisation expérimentale de la dynamique spectro-temporelle du VeCSEL FSF. Nous avons vu que la dynamique du VeCSEL FSF sans mode est assez correctement prédite par le modèle théorique bien que ce dernier néglige tout effet de phase (et ne peut donc pas décrire les propriétés de cohérence du laser). La caractérisation expérimentale de l'évolution de spectre optique et de l'intensité du laser au démarrage est en bon accord avec les résultats du modèle.

# VeCSEL sans mode injecté par une source monochromatique : Vers un fonctionnement impulsionnel

---

Sous certaines conditions, les lasers FSF injectés par un rayonnement monochromatique peuvent émettre des impulsions courtes de largeur à la limite de Fourier[Yatsenko 2004b]. Dans cette partie, nous allons présenter nos premières caractérisations expérimentales pour un VeCSEL FSF injecté par un laser mono-fréquence afin d'obtenir un fonctionnement impulsionnel. Le but de cette étude est de démontrer une source VeCSEL FSF impulsionnelle avec l'objectif à plus long terme d'aboutir à un composant intégré permettant d'atteindre des taux de répétitions très élevés (THz). On notera que cette étude est en cours afin d'obtenir le fonctionnement impulsionnel souhaitable (taux de répétition réglable).

Mais dans un premier temps, nous allons donner une brève description théorique du fonctionnement des lasers FSF injectés par un laser mono-fréquence pour la génération des trains d'impulsion.

## 5.1 Description théorique simplifiée d'un laser FSF injecté par un laser mono-fréquence

Dans cette configuration le laser FSF est injecté par un rayonnement monochromatique à travers le premier ordre de diffraction de l'AOM (figure 5.1-a). Pour une injection efficace, le laser mono-fréquence doit être positionné spectralement de façon à exploiter toute la plage spectrale où le gain net est positif. Ceci garantira un nombre maximum de composantes spectrales dans le peigne résultant, ce qui est important pour générer des impulsions les plus brèves possibles.

Après chaque aller retour dans la cavité, le laser injecté subit un décalage en fréquence  $\Delta_{aom}$  et est amplifié. Ainsi, le spectre du laser FSF établi consistera en un peigne de fréquence espacé de  $\Delta_{aom}$ . Par contre, l'amplitude de chaque composante spectrale est liée à la valeur du gain net saturé à cette fréquence(figure 5.1-b).

Pour simplifier l'analyse du champ du laser FSF injecté<sup>1</sup>, on néglige la contri-

---

1. Dans ce paragraphe, le mot « injecté » sous-entend une injection avec un laser mono-



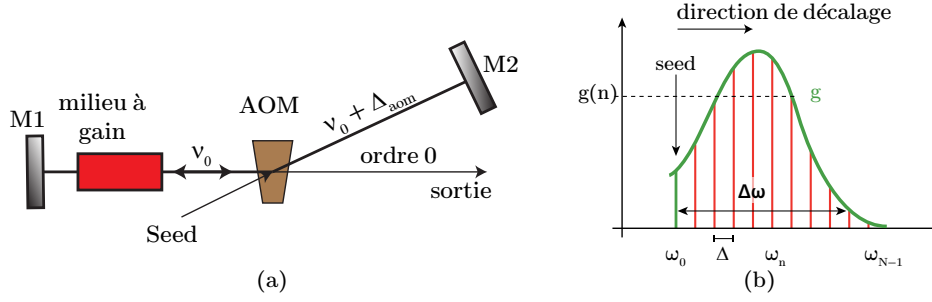


FIGURE 5.1 – a) Illustration schématique d'un laser FSF injecté par un laser mono-fréquence. b) Le spectre optique du laser FSF injecté consiste en un peigne de fréquences espacé de la fréquence de décalage  $\Delta_{aom}$ .

bution de l'émission spontanée (naturellement présente dans la cavité). On suppose que la cavité FSF est injectée par un champ monochromatique  $E_s(t) = E_0 e^{-i\omega_s t}$ . Ainsi, après  $n$  aller-retours dans la cavité, la fréquence du laser d'injection est décalée de la valeur  $n\Delta_{aom}$ . On fait aussi l'hypothèse qu'une fois que spectre du laser FSF atteint son régime établi, l'amplitude de la composante spectrale à la fréquence  $(\omega_s + n\Delta_{aom})$ , peut s'écrire sous la forme  $E_0 g(n)$  où  $g(n)$  est l'enveloppe du spectre optique qui tient compte des effets de saturation du gain et la sélection spectrale des différents éléments dans la cavité. Ainsi, à la sortie de la cavité, le champ électrique du laser FSF injecté peut s'écrire sous la forme suivante [Yatsenko 2004b, Guillet de Chatellus 2013] :

$$E(t) = E_0 [g(0)e^{-i\omega_s t} + g(1)e^{-i(\omega_s + \Delta_{aom})t + i\phi_1} + g(2)e^{i(\omega_s + 2\Delta_{aom})t + i\phi_2} + g(3)e^{i(\omega_s + 3\Delta_{aom})t + i\phi_3} + \dots] \quad (5.1)$$

où  $\phi_1 = (\omega_s + \Delta_{aom})\tau_r$ ,  $\phi_2 = \phi_1 + (\omega_s + 2\Delta_{aom})\tau_r$ ,  $\phi_3 = \phi_2 + (\omega_s + 3\Delta_{aom})\tau_r \dots$

Soit  $N = \tilde{\Gamma}/\Delta_{aom}$  le nombre de composantes spectrales contribuant significativement au champ du laser FSF, où  $\tilde{\Gamma}$  est la largeur du spectre optique du laser FSF. On peut écrire  $E(t)$  sous une forme plus compacte :

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega_s t} \sum_{n=0}^N g(n) e^{-in(\Delta_{aom}t - \omega_s \tau_r)} e^{i\frac{n(n+1)}{2}\phi} \quad (5.2)$$

où  $\phi = \Delta_{aom}\tau_r$ . Dans l'équation (5.2), on peut identifier une forme légèrement différente de la fonction  $F_{(R,\phi)}$  introduite précédemment (2.6), où on a remplacé l'effet des pertes de la cavité avec du gain. Ainsi, à part la dépendance en amplitude introduite par le terme  $g(n)$ , le champ du laser FSF injecté est l'interférence de  $N$  ondes monochromatiques dont les phases évoluent quadratiquement. Chatellus et al [de Chatellus 2013] ont montré que si les paramètres  $\Delta_{aom} = 2\pi f_s$  et  $\tau_r = 1/f_c$  sont choisis tels que  $\phi = 2\pi \times f_s/f_c = 2\pi p/q$ , avec  $p$  et  $q$  deux nombres premiers entre fréquence.

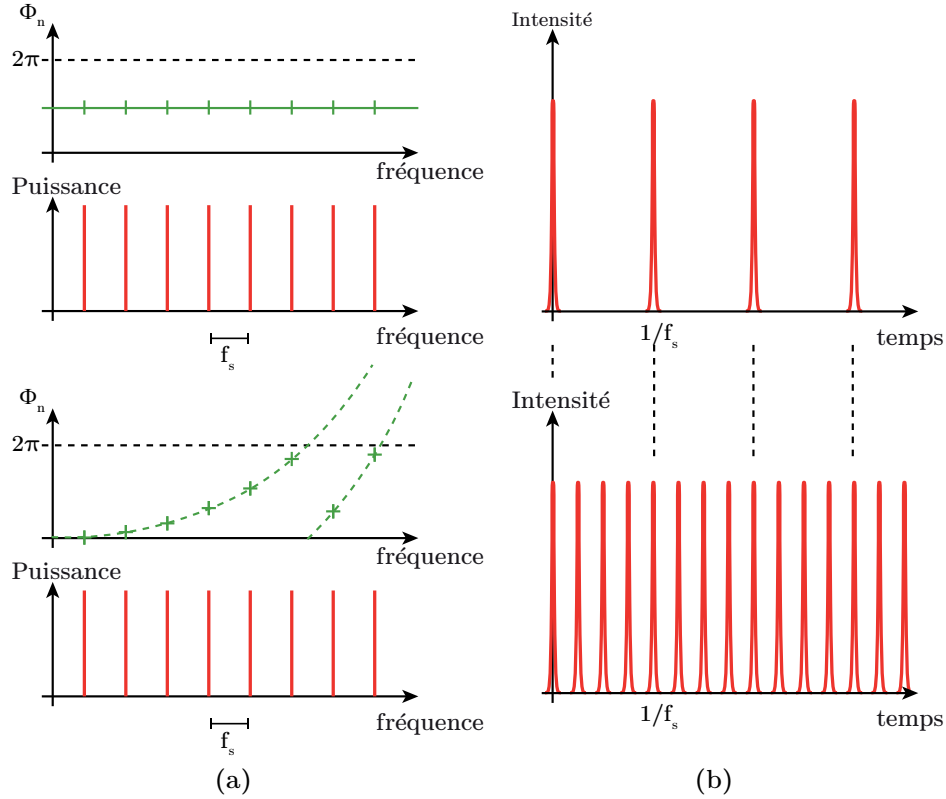


FIGURE 5.2 – Illustration schématique de l'interférence de  $N$  ondes monochromatiques d'un peigne de fréquence équidistant de période  $f_s$ . En haut, dans le cas où les ondes présentent une phase constante, le taux de répétition est  $f_s$ . En bas, dans le cas où les ondes présentent une phase quadratique, le taux de répétition est multiplié par un nombre entier qui dépend de la courbure de la parabole. D'après [Guillet de Chatellus 2013].

eux, le laser FSF injecté émet des impulsions à la limite de Fourier avec un taux de répétition  $qf_s = pf_c$ . On notera que ceci est une conséquence directe de la phase quadratique des différentes composantes spectrales du champ. Ce fonctionnement se distingue donc du fonctionnement des lasers impulsionnels traditionnels en régime de blocage de modes où la phase de chaque composante fréquentielle est constante ou évolue linéairement (figure 5.2). Dans ce cas, le taux de répétition est donné par l'intervalle spectrale libre de la cavité<sup>1</sup>.

1. A l'exception des méthodes dites « Harmonic Mode Locking », où on peut atteindre plusieurs GHz de taux de répétitions grâce au blocage des modes espacés de plusieurs ISL de la cavité. Cependant, les impulsions générées nécessitent souvent des techniques de stabilisation du taux de répétitions (jitter très fort) et de l'énergie des impulsions individuelles [Collings 1998].

## 5.2 Intérêts et limitations

L'avantage des lasers FSF injectés est la possibilité de générer des trains d'impulsion à la limite de Fourier avec des taux de répétition réglables et qui peuvent être très grands. En effet, dans l'écriture du critère  $qf_s = pf_c$ , la seule condition est que  $p < N$ . Ainsi, le taux de répétition est théoriquement limité par la largeur du spectre optique du laser FSF injecté qui peut atteindre le THz. Ceci fait du laser FSF injecté un composant prometteur pour la génération de trains d'impulsion avec un taux de répétition ultra-rapide. Cependant, un critère clé des lasers impulsif est la stabilité de ce taux de répétition du train d'impulsion. Le laser FSF impulsif présente l'avantage que le taux de répétition est un multiple de la fréquence RF de l'AOM. Étant donné que celle-ci est très stable, on peut s'attendre à ce que le jitter du train d'impulsion soit très faible.

Cependant, pour que la condition  $qf_s = pf_c$  soit respectée, il est nécessaire de minimiser les fluctuations de la longueur de la cavité. En effet, pour des taux de répétition très élevés (THz), les exigences sur la stabilité de la longueur de la cavité peuvent devenir très contraignantes. La variation maximale tolérée sur la valeur de l'ISL de la cavité  $\omega_c = 2\pi f_c$  est donnée par :

$$\frac{\delta\omega_c}{\omega_c} = \delta Lc/Lc = \frac{\omega_c}{N^2\omega_s} \quad (5.3)$$

Ainsi, l'erreur tolérée sur la longueur de la cavité peut atteindre des grandeurs de l'ordre de quelques nm pour des taux de répétition de l'ordre du THz [Guillet de Chatellus 2013]. Néanmoins, pour des taux de l'ordre de quelques dizaines de GHz, aucune stabilisation spécifique n'est nécessaire. De Chatellus et al. ont démontré un laser FSF à colorant émettant en régime impulsif où le taux de répétition était réglable de 240 MHz jusqu'à 37 GHz avec des pas de 80 MHz ( $f_s$ ), le taux maximal démontré était aussi haut que  $\sim 1/4$  de la largeur du spectre optique (150 GHz dans ce cas) [de Chatellus 2013].

Un autre point important qui influence le jitter du train d'impulsion est le bruit de fréquence du laser d'injection. En effet, si on suppose que le laser d'injection présente des fluctuations de fréquence  $\delta\omega_s$  sur le temps de construction de l'intensité du laser FSF injecté<sup>1</sup>, la phase des termes temporels dans la somme (5.2) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\Delta t - (\omega_s + \delta\omega_s)\tau_r = \Delta(t - \frac{\delta\omega_s}{\Delta}\tau_r) \quad (5.4)$$

Ceci se traduit par un jitter temporel donné par :  $\delta t = \tau_r \delta\omega_s / \Delta$ . Ainsi, il est important d'utiliser un laser d'injection qui présente un faible bruit de fréquence. A titre d'exemple, si on considère les paramètres de notre VeCSEL FSF démontré

---

1. On peut considérer le même temps de cohérence que celui de la configuration du laser FSF sans mode.

au cours de ce travail,  $\tau_c = 10\text{ns}$ ,  $\Delta\omega = 2\pi 220\text{ MHz}$ , pour atteindre un jitter de l'ordre de  $10\text{ fs}$ <sup>1</sup>, le laser d'injection doit présenter une fluctuation de fréquence de l'ordre de  $\delta\omega_s \sim 1\text{ kHz}$ .

Finalement, on notera que les problèmes de dispersion (dispersion de la vitesse de groupe) dans la cavité sont aussi un facteur limitant pour ce type de laser pour obtenir des impulsions avec une durée temporelle à la limite de diffraction. Cependant, il est aussi possible d'employer les différentes techniques de compensation de la dispersion de la vitesse de groupe utilisées dans les lasers impulsionnels à mode bloqué conventionnel.

### 5.3 Montage expérimental et premières caractérisations

Le montage expérimental du VeCSEL FSF injecté est montré dans la figure 5.3-a.

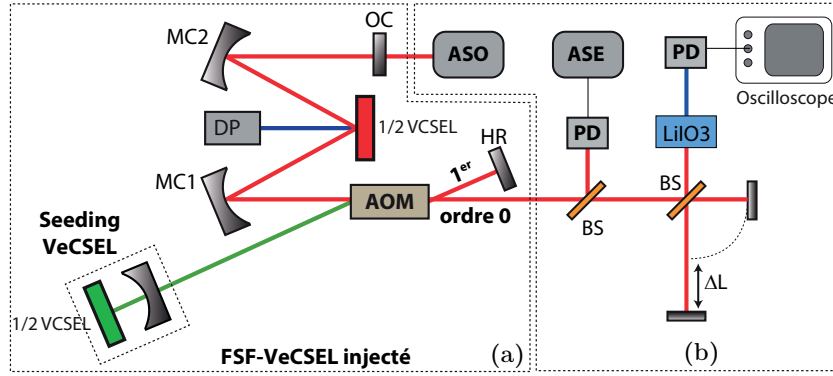


FIGURE 5.3 – a) Montage expérimental du VeCSEL FSF injecté. b) Système de caractérisation.

Il s'agit simplement du VeCSEL sans mode en cavité linéaire (M), développé précédemment où l'un des miroirs plans, sur le bras collimaté de la cavité, est monté sur une translation afin d'ajuster la longueur de la cavité pour satisfaire la condition  $qf_s = pf_c$ . La cavité est injectée par un laser 'seed' mono-fréquence, qui n'est rien d'autre qu'un prototype VeCSEL réalisé dans notre laboratoire. Dans cette configuration, l'injection se fait à travers le premier ordre de diffraction de l'AOM. Une fraction de la puissance du seed sera donc couplée à la cavité FSF. L'injection du laser seed est optimisée en adaptant la taille de son mode spatial à celui de la cavité. On veille aussi à ce que la polarisation du seed soit orientée sur le même axe de celle de laser FSF. Le « seed » est accordé spectralement pour être injecté sur les ailes du spectre du laser sans mode (à gauche ou à droite suivant la

1. Ceci est l'ordre de grandeur de jitter toléré pour les systèmes de conversion analogique-numérique assistés par laser impulsif [Khilo 2012]

direction du décalage spectral envisagé  $\pm\Delta$ ). L'accrochage entre le seed et le laser FSF sans mode se vérifie par un décalage du spectre du laser FSF vers la position de l'injection (figure 5.4).

Pour la caractérisation du laser, le spectre du laser est mesuré avec un analyseur de spectre à réseau (résolution  $\sim 5$  GHz) équipé d'une caméra CCD. Le spectre RF est mesuré par une photodiode rapide bas bruit (bande passante 25 GHz) et un analyseur de spectre électrique (bande passante 30 GHz). La mesure du spectre RF permet de déterminer le taux de répétition du train d'impulsion. En effet, la périodicité du signal détecté par la photodiode (qui est celle des impulsions) donne lieu à un peigne de pics périodiques espacés du taux de répétition. Ceci est donc à comparer avec le taux théorique attendu  $qf_s$ . De plus, la comparaison de l'amplitude de ces pics avec la ligne de base ou autre signature spectrale permet de juger la « force » de blocage des modes.

Pour la caractérisation de la durée des impulsions, nous utilisons un auto-corrélateur en configuration colinéaire, avec une fenêtre temporelle de  $\simeq 180$  ps.

### Premiers résultats

Les premiers résultats de caractérisation sont présentés dans les figures suivantes. Pour les paramètres de la cavité :  $f_c = 110$  MHz et  $f_s = 220$  MHz, ce qui fait que le taux de répétition attendu est de  $r = 1 \times 220 = 2 \times 110$ .

La figure (5.4) présente le spectre du VeCSEL FSF mesuré avec (en rouge) et sans (en noir) injection mono-fréquence. La largeur du spectre du laser sans mode est  $\sim 300$  GHz. On peut voir l'effet de l'accrochage du laser seed avec le laser FSF.

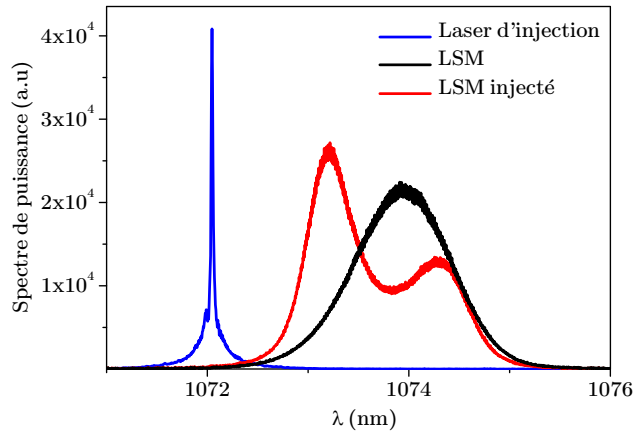


FIGURE 5.4 – Spectre optique du VeCSEL FSF. En noir : Spectre du laser en régime FSF sans mode ( $\sim 300$  GHz FWHM). En rouge : Spectre du laser injecté. En bleu : Spectre du laser d'injection.

Le changement de régime de fonctionnement du laser FSF peut s'apprécier plus clairement sur les spectres RF de bruit de l'intensité. La figure (5.6) présente le

spectre du laser FSF en régime sans mode. On retrouve les pics caractéristiques aux multiples de l'intervalle spectral libre de la cavité. Par contre, lorsque le laser est injecté, ces pics disparaissent en donnant une nouvelle signature, signe que le laser a changé de régime de fonctionnement. Malheureusement, ce régime ne correspond pas aux régime impulsionnel attendu, c'est à dire un peigne de fréquence espacé du taux de répétition de train d'impulsion.

La trace de l'auto-corrélateur est donnée dans la (figure 5.7). Là encore, on peut constater que la périodicité des impulsions n'est pas celle qui est attendue. De plus, la dynamique de la mesure (rapport entre la valeur maximale de l'impulsion et la ligne de base) est  $\sim 1:2$  ce qui loin de la valeur théorique de 1:8 pour l'auto-corrélation en intensité dans la configuration colinéaire [Weiner 2011]. Ceci suggère que le laser émet des trains d'impulsions irréguliers ou des paquets d'impulsions. L'étude de ce comportement est en cours.

Finalement, on peut remarquer que la durée des impulsions ( $\sim 3$  ps) ne correspond pas à la largeur attendue pour des impulsions à la limite de Fourier (pour spectre gaussien de largeur spectrale  $\sim 300$  GHz, la durée de l'impulsion  $\tau_p \simeq 0,44/300 \text{ GHz} = 1,47$  ps).

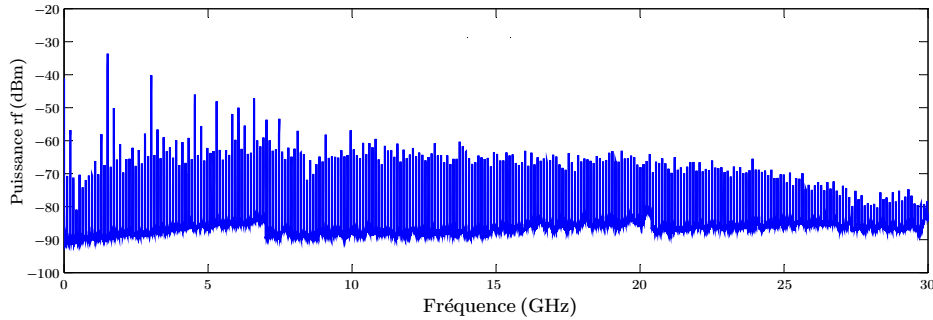


FIGURE 5.5 – Spectre RF du VeCSEL FSF sans mode montrant les pics caractéristiques aux multiples de l'intervalle spectral libre de la cavité. L'enveloppe décroissante des pics est simplement liée à la réponse du système de détection.

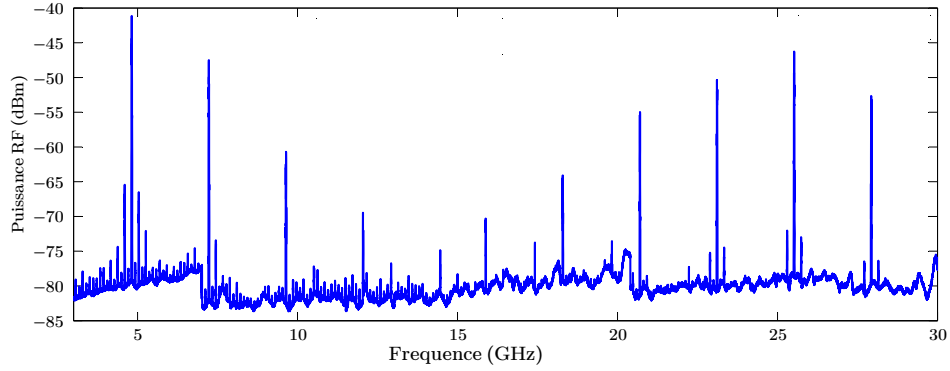


FIGURE 5.6 – Spectre RF du VeCSEL injecté par source mono-fréquence. La configuration de la cavité satisfait  $1 \times f_s = 2 \times f_c$  avec  $f_c = 110 \text{ MHz}$ . Le spectre RF ne correspond pas à un fonctionnement impulsionnel à 220 MHz.

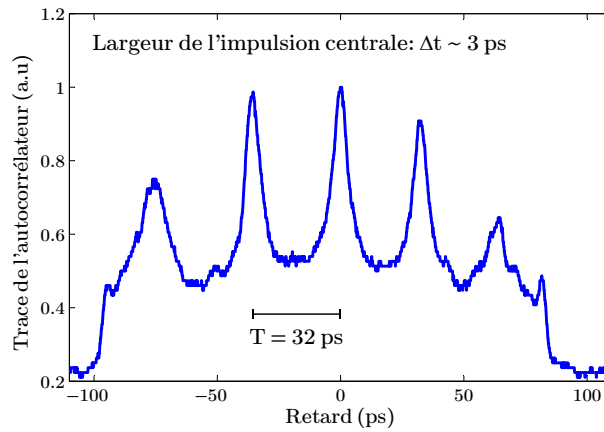


FIGURE 5.7 – Trace du signal de l'autocorrelation du VeCSEL FSF injecté.

## 5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un ensemble de résultats préliminaires de l'étude en cours sur les VeCSELs FSF injectés par un rayonnement monochromatique. Nous avons vu que la théorie prévoit que si la cavité du lasers FSF injecté est réglée telle que  $qf_s = pf_c$ , où  $f_s$  et  $f_c$  sont la fréquence de l'AOM et intervalle spectrale libre respectivement, le laser peut émettre des trains d'impulsion de durée limitée par la transformé de Fourier avec un taux de répétition réglable  $qf_s$ .

Dans le but de réaliser une source VeCSEL FSF impulsionnelle, nous avons injecté notre VeCSEL sans mode, développé au cours de cette thèse, par un VeCSEL mono-fréquence de haute cohérence développé au laboratoire. Bien que les premiers résultats ne démontrent pas le fonctionnement impulsionnel attendu, nous avons pu observer des régimes impulsionnels instables ou des régimes où le laser émet plusieurs impulsions par période. Une étude est en cours afin de comprendre ce fonctionnement et de trouver d'éventuelles solutions pour atteindre le régime impulsionnel attendu.





# Conclusion générale

Cette thèse est consacrée au développement de nouvelles sources laser VeCSEL de forte puissance de haute cohérence émettant sur des états de photons autres que le régime monofréquence  $TEM_{00}$  conventionnel. Les nouveaux états cohérents que nous avons obtenus concernent aussi bien l'aspect spatial que l'aspect longitudinal de l'onde. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'émission laser de haute cohérence et de forte puissance sur les modes d'ordre supérieur Laguerre-Gauss dégénérés ou non-dégénérés (vortex optique), ainsi qu'à l'émission laser sans mode longitudinal avec un spectre large bande cohérent. Pour ces démonstrations, nous nous sommes appuyés sur la technologie VeCSEL émettant à 1  $\mu m$  en exploitant la filière de matériaux GaAs.

Dans une première partie, nous avons donné une description assez détaillée des lasers VeCSEL, et nous avons abordé toutes les « briques technologiques » (milieu à gain, cavité optique et système de pompage), en mettant l'accent sur les propriétés de chaque élément et leurs répercussions sur le fonctionnement du laser (puissance, propriétés de cohérence et fonctionnalité). A cette occasion, nous avons vu que la technologie VeCSEL combine les avantages des lasers à semi-conducteur (compacité, flexibilité et accordabilité en longueur d'onde) à ceux des lasers solides (puissance élevée  $> \text{Watt}$  avec qualité transverse de faisceau remarquable). La configuration de la cavité externe de haute finesse, stable, associée à un milieu à gain homogène, et de faible épaisseur, permet de tendre vers un état de la lumière quasi-cohérent ( $SMSR > 50 \text{ dB}$ ,  $\Delta\nu < \text{kHz}$ ).

Dans une deuxième partie, nous nous sommes intéressés à la conception d'un VeCSEL émettant sur un mode de Laguerre-Gauss d'ordre supérieur. Dans un premier temps, nous avons présenté les propriétés physiques de ces modes. Nous avons vu que ces modes forment une base propre de la cavité plan concave du VeCSEL. Cependant, leur profil d'intensité et de phase est plus complexe que celui du mode fondamental  $TEM_{00}$ , et nécessite donc des techniques de filtrage par le gain plus élaborées. A cette occasion, nous avons présenté la génération de ces modes avec d'autres techniques et technologies laser. Nous avons vu que la plupart de ces solutions reposent sur la manipulation d'un mode fondamental  $TEM_{00}$  hors cavité, ce qui dégrade la cohérence spatiale de mode généré. La génération de ces modes, et plus particulièrement les vortex optiques intra-cavité (mode en forme d'anneau avec une phase spatiale hélicoïdale), reste limitée à quelques observations expérimentales dans des systèmes laser assez encombrants (laser à gaz ou laser solide). La difficulté est ici d'assurer une symétrie axiale parfaite du système, mais aussi de briser la dégénérescence entre les modes de charges topologiques opposées.

Ensuite, nous avons présenté notre approche de la sélection des modes trans-

verses intracavité dans un VeCSEL. Nous avons proposé d'exploiter la possibilité unique de pouvoir intégrer des filtres sub longueur d'onde de mode spatiaux (technologie photonique planaire), de faibles pertes et produisant de faibles aberrations, directement sur la surface du 1/2 VeCSEL. Ces filtres vont moduler spatialement le gain modal (amplitude et phase) de la structure 1/2 VCSEL, afin d'introduire des pertes fortes sur les modes non-désirés tout en maintenant de faibles pertes et de faibles aberrations sur le mode souhaité. Pour atteindre cet objectif, nous avons conçu deux types de filtres : des filtres par absorption, métalliques, et les filtres de phase à base de cristaux photoniques. Nous avons également présenté la technologie utilisée pour les réaliser, à savoir, la technologie de masques métalliques en chrome déposés sur GaAs, et celle des masques à cristaux photoniques diélectrique en SiN. L'étude des propriétés spatiales et temporelles des faisceaux générés nous permet alors de valider ces deux concepts de masques, et de conclure sur la qualité de fabrication.

A cette occasion, nous avons développé et présenté un nouveau concept de miroir diffractif à base de miroir de Bragg, ou 1/2 VCSEL, incluant une fonction de phase transverse, introduite par un cristal photonique. Ce type de composant nous a permis de démontrer un VeCSEL dont le miroir externe a été remplacé par un miroir diffractif à base de technologie III-V avec une fonction de phase parabolique : nous aboutissons ainsi à un résonateur intrinsèquement monomode transverse, tout semiconducteur et intégré (cavité millimétrique) à géométrie plan-plan. En outre, l'introduction d'une fonction perturbative de phase azimutale de dépendance linéaire nous a permis de générer, pour la première fois, des modes Laguerre-Gauss vortex avec un moment orbital de charge topologique contrôlée.

Nous nous sommes également intéressés à l'étude de la dynamique non-linéaire des modes transverses dans le VeCSEL, en présence des filtres des modes transverses, en prenant en compte des effets du Spatial Hole Burning transverse. Nous avons montré que dans le cas du VeCSEL avec une cavité courte ( $< 15$  mm), la dynamique des modes transverses est indépendante de celle des modes longitudinaux et des modes de polarisation. L'évolution de l'intensité du mode sélectionné suit un régime de classe A ou B. Nous avons aussi montré que le système dynamique peut stabiliser deux modes d'ordre supérieur à l'état stationnaire, où nous avons montré un développement théorique posant le principe de base d'un laser bi-mode transverse, émettant à deux fréquences distinctes, intéressants pour la génération de rayonnement THz par exemple.

Ensuite, nous avons présenté la réalisation du composant VeCSEL complet pour la génération de modes transverses d'ordre supérieur. La caractérisation des propriétés de cohérence du VeCSEL obtenu montre qu'il présente des propriétés de puissance et cohérence aussi élevées que le mode fondamental  $TEM_{00}$ , et tire donc les avantages de la technologie VeCSEL pour aboutir à un fonctionnement quasi-cohérent. Nous avons vu que les filtres de mode en absorption permettent la

sélection des modes Laguerre-Gauss dégénérés, mais peuvent aussi bien sélectionner un mode vortex, sans toutefois le contrôle du signe de la charge topologique. Ce problème est résolu par les filtres perturbatifs de la phase transverse à cristaux photoniques, plus complexes à concevoir et à réaliser, mais qui donnent un contrôle complet sur le mode généré. Nous avons alors réussi à démontrer un VeCSEL émettant sur un mode vortex ( $LG_{01}^*$  et  $LG_{02}^*$ ) avec un sens contrôlé. La génération d'ordres plus élevés reste encore possible.

Finalement, nous avons également présenté une preuve de concept du VeCSEL bi-mode transverse, qui, après développement et étude plus avancée, formera la base d'une source THz compacte faible bruit lors de travaux ultérieurs.

Nous abordons alors la troisième partie du document, dans laquelle nous nous sommes intéressés à la conception, la réalisation et la caractérisation d'un VeCSEL FSF (pour "frequency shifted feedback" en anglais) « sans mode » émettant à  $1.07\ \mu\text{m}$  à base de GaAs. Nous avons montré que ce type de source génère un rayonnement large bande spectralement mais cohérent temporellement.

Dans un premier temps, nous avons vu que ce type de laser repose sur l'introduction d'un décaleur en fréquence intra-cavité, qui impose de fortes pertes optiques ( $\sim 8\%$ ). Pour que le VeCSEL puisse atteindre le seuil laser dans ce régime, il faut que la structure 1/2 VCSEL fournisse un gain fort  $>20\%$  (pour des configurations de cavité laser compactes) et large bande ( $>20\ \text{nm}$ ). Nous avons vu que pour répondre à ces deux critères, il faut réaliser des structures 1/2 VCSEL avec des zones actives comportant de nombreux puits quantiques ( $>20$ ). Dans ce but, une étude des structures en GaAs contenant de nombreux puits quantiques contraints a été réalisée. Nous avons vu que, à ce jour, ce type de structure représente un vrai défi technologique, car on est confronté à deux problèmes majeurs : d'une part la dégradation de la qualité cristalline de la structure 1/2 VCSEL ( $>20$ ) et d'autre part la saturation du nombre de porteurs dans la bande de conduction limitant ainsi le gain de la structure à des valeurs  $< 15\%$ . Cet aspect nécessite encore du travail pour le développement de structures 1/2 VCSEL à fort gain et large bande.

Néanmoins, en limitant le nombre de puits quantiques ( $<20$ ) avec une structure à configuration de micro-cavité résonante (largeur de gain diminuée), nous avons pu démontrer, pour la première fois un VeCSEL sans mode émettant à  $1.07\ \mu\text{m}$  à base de GaAs, avec une largeur spectrale de  $1.15\ \text{nm}$  ( $\sim 300\ \text{GHz}$ ), ce qui reste au niveau de l'état de l'art toutes technologies de sources confondues. Ceci reste très intéressant si on tient compte des avantages des lasers à semi-conducteur pour la flexibilité en longueur d'onde, et la possibilité de développer des composants compacts.

Ensuite, nous nous sommes intéressés aux propriétés spectro-temporelles du

VeCSEL en régime sans mode, c'est à dire en régime libre non injecté. Dans un premier temps nous avons étudié théoriquement la dynamique du régime transitoire lors de démarrage du laser. En partant des équations de bilan pour la densité spectrale des photons et du nombre de porteurs, nous avons vu que la dynamique de construction de l'intensité du VeCSEL sans mode présente des oscillations qui ressemblent à celles d'un laser de classe B. Ces oscillations de la densité de photons sont liées aux oscillations du spectre optique, sous l'effet du décalage en fréquence. Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés aux aspects de cohérence temporelle du VeCSEL sans mode, en étudiant les spectres RF de bruit d'intensité, et les spectres RF du signal interférométrique (donc le bruit de phase principalement). Nous avons vu que le VeCSEL présente un spectre RF périodique à l'intervalle spectral libre de la cavité et dû aux fluctuations d'intensité. L'observation du spectre interférométrique révèle des battements à des fréquences qui évoluent linéairement avec la différence de marche, et dont la largeur spectrale est directement proportionnelle au temps de cohérence du laser. Nous avons pu en déduire un temps de cohérence de  $\tau_{coh} = 14\mu s$ . Ce qui fait qu'un VeCSEL sans mode de 300 GHz de largeur de spectre est aussi cohérent qu'une VCSEL monolithique ou un laser DFB à semi-conducteur ayant une largeur de raie de l'ordre de MHz.

## Perspectives

Les résultats et les concepts explorés lors de ce travail de thèse suscitent un ensemble de nouvelles idées, d'intérêt pour diverses applications photoniques. Nous allons en présenter quelques unes ici.

Lors de l'étude du VeCSEL pour génération des modes Laguerre-Gauss, nous avons vu qu'il est possible d'optimiser le filtre métallique afin de pouvoir stabiliser deux modes transverses émettant simultanément, dans la même cavité. Chacun des deux modes oscillant sur sa fréquence absolue, différente de l'autre mode. La différence étant dans le domaine de THz [Paquet 2014], une telle source peut naturellement générer un rayonnement THz une fois envoyée sur un détecteur ultra-rapide (UTC-PD). L'avantage de cette configuration est que les deux faisceaux lasers qui battent sont soumis aux mêmes environnements (vibration mécanique), on s'attend donc à ce que la différence relative entre les deux fréquences laser soit fixe, ce qui peut résulter en une onde THz de haute cohérence temporelle. De plus, vu que l'écart spectral des deux modes est différent et que la valeur absolue de la longueur d'onde dépend de la température, il est possible d'accorder la fréquence du rayonnement THz en contrôlant le profil de température de la structure. Ce laser peut donc être au cœur d'une source THz compacte.

Le concept de miroir diffractif est un outil très puissant pour la structuration des modes interactivité, avec un potentiel d'applications important, par exemple, basiquement pour compenser un effet de lentille thermique intracavité. Autre possibilité : il y a actuellement un grand intérêt pour les modes de Bessel-Gauss [Schimpf 2012], qui présentent naturellement un faisceau peut divergent sur une

certaine distance, et qui sont d'intérêt pour des applications comme la granulométrie. Ces modes sont habituellement générés extra cavité avec des modulateurs de phase spatiale, ou interactivité avec des miroirs coniques. L'idée est d'utiliser un miroir diffractif (1/2 VCSEL) avec un profil de phase conique, pour générer des faisceaux de Bessel directement dans un VeCSEL, pour réaliser un composant compact.

Nous avons aussi vu que ce type de miroir peut être conçu pour introduire une biréfringence. On peut envisager de concevoir un miroir externe qui inclut de la biréfringence, et une différence de pouvoir réflecteur entre les deux axes de polarisation de la lumière, afin de compenser l'effet du dichroïsme et de la biréfringence dans la structure 1/2 VCSEL, en vue de générer une onde avec polarisation circulaire.

En ce qui concerne le VeCSEL sans mode, le développement de structures à fort gain peut permettre la réalisation de cavités très compactes afin de réaliser des sources impulsionnelles avec des taux de répétitions élevés (THz ?). Dans un régime sans mode, une cavité courte (ISL très grand) est bénéfique pour par exemple allonger la portée des systèmes de télémétrie à base de laser sans mode [Yatsenko 2004a].



# Annexes





# Liste des Publications

---

## A.1 Articles dans des revues à comité de lecture

### En cours / soumis :

- [1] M. Sellahi, M.S. Seghilani, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache. Coherent high-order laguerre-gauss modes with a high-q external-cavity semiconductor laser : standing-wave radial pattern and vortex. **Physical Review A**, 2014.
- [2] A Laurain, M Sellahi, A. Michon, G. Beaudoin, E. Cambril, M. Myara, I. Sagnes and A. Garnache  
Design, properties and coherence of single-frequency TEM00 electrically pumped external-cavity VCSEL. **Optics Express**, 2014.

### Publiés :

- [1] M. Myara, M. Sellahi, A. Laurain, A. Benselama, A. Michon, G. Beaudoin, I. Sagnes, L. Cerutti, and A. Garnache. Rauscharme durchstimbare oberflächen-emittierende halbleiterlaser hoher leistung. **Photonik**, 2013.
- [2] M. S. Seghilani, M. Sellahi, M. Devautour, P. Lalanne, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara, X. Lafosse, L. Legratiet, J. Yang, and A. Garnache. Photonic crystal-based flat lens integrated on a bragg mirror for high-q external cavity low noise laser. **Opt. Express**, 22(5) :5962–5976, Mar 2014.

## A.2 Brevets

### Soumis :

- [1] A. Garnache, M. Myara, S. Blin, I. Sagnes, G. Beadoin, L. Legratiet, V. Lecocq, S. Denet, M. Sellahi, and R. Paquet. Dual-frequency vertical external cavity surface emitting laser device for thz generation and method for generating thz, 2014.
- [2] A. Garnache, M. Myara, S. Blin, I. Sagnes, G. Beadoin, L. Legratiet, V. Lecocq, S. Denet, M. Sellahi, M.S Seghilani, and P. Lalanne. Vertical external cavity surface emitting laser device with a beam carrying controled orbital angular momentum for (bio-) photonic applications, 2014.

### A.3 Invitations à des conférences internationales à comité de lecture

- [1] M. Myara, M. Sellahi, A. Laurain, A. Michon, I. Sagnes, and A. Garnache. Noise properties of nir and mir vecsels (invited paper). In **Proc. SPIE**, volume 8606, February 2013.

### A.4 Conférences internationales à comité de lecture

- [1] M. Sellahi, M. Myara, I. Sagnes, S. Blin, and A. Garnache. Generation of single frequency highly coherent high-order laguerre gaussian modes with vertical-external-cavity-surface-emitting-laser. In **CLEO Europe**, 2013.
- [2] M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara, and A. Garnache. Modeless highly coherent frequency-shifted-feedback vertical external cavity surface emitting laser. In **CLEO Europe**, 2013.
- [3] M. Myara, M. Sellahi, A. Laurain, A. Garnache, A. Michon, and I. Sagnes. Noise properties of nir and mir vecsels. In **Proceedings of International Conference on Noise and Fluctuations (IEEE)**, 2013.
- [4] M. Seghilani, M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, P. Lalanne, M. Myara, and A. Garnache. Photonic-crystal based concave mirror for highly coherent stable externalcavity semiconductor laser (postdeadline). In **CLEO Europe**, 2013.
- [5] M. Sellahi, M. S. Seghilani, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, P. Lalanne, M. Myara, and A. Garnache. Generation of new spatial and temporal coherent states using vecsel technology : Vortex, high order laguerre-gauss mode, continuum source. In **Proc. SPIE**, February 2014.
- [6] R. Paquet, M. Sellahi, S. Blin, M. Myara, I. Sagnes, G. Beaudoin, and A. Garnache. Vertical-external-cavity surface-emitting laser for thz generation. In **IRMMW-THz Proceeding**, 2014.

### A.5 Conférences nationales à comité de lecture

- [1] M. Sellahi, M. Myara, I. Sagnes, S. Blin, and A. Garnache. Laser a semiconducteur a emission verticale pour la generation de modes de haute cohérence dans la base de laguerre-gauss. In **Optique Paris**, 2013.
- [2] M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara, and A. Garnache. Laser à semi-conducteur à emission verticale sans mode : Emission cohérente large bande. In **Optique Paris**, 2013.
- [3] A. Michon, A. Laurain, M. Sellahi, G. Beaudoin, E. Cambril, M. Myara, I. Sagnes, and A. Garnache. Conception, propriétés et cohérence des vecsels monofréquence TEM00 en pompage électrique. In **Optique Paris**, 2013.

- [4] M. Sellahi, M. Myara, I. Sagnes, G. Beaudoin, and A. Garnache. Coherent high-order laguerre-gauss modes with a high-Q external-cavity semiconductor laser : standing-wave radial pattern and vortex. In **2nd Workshop VeCSEL**, 2013.
- [5] M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara, and A. Garnache. Modeless highly coherent frequency shifted feedback vertical external cavity surface emitting laser. In **2nd Workshop VeCSEL**, 2013.
- [6] M. Sellahi, M. Myara, I. Sagnes, and A. Garnache. Generation of single frequency highly coherent high order laguerre-gaussian mode with vecsels. In **Workshop VeCSEL**, 2012.
- [7] M. Myara, M. Sellahi, A. Laurain, A. Michon, I. Sagnes, and A. Garnache. Noise properties of nir and mir vecsels (invited paper). In **VeCSEL Workshop**, October 2012.
- [8] R. Paquet, M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara, S. Blin, and A. Garnache. Dual-frequency vertical external cavity surface emitting laser for terahertz generation. In **2nd Workshop VeCSEL**, 2013.
- [9] A. Garnache, M. Sellahi, M. Seghilani, R. Paquet, S. Blin, M. Myara, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, and P. Lalanne. Control of new spatial, temporal and polarization coherent light states with vecsel : Vortex, continuum, thz, spin. In **2nd Workshop VeCSEL**, 2013.
- [10] A. Laurain, M. Myara, M. Sellahi, M. Devautour, J.-P. Perez, L. Cerutti, A. Michon, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Cermak, D. Romanini, and A. Garnache. Laser à semiconducteur a cavité externe compacte monofréquence à bas bruit de forte puissance accordable pour applications photoniques. In **JNOG**, 2012.
- [11] M. S. Seghilani, M. Sellahi, M. Devautour, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, P. Lalanne, M. Myara, and A. Garnache. Miroir de bragg concave à base de cristaux photoniques, pour lasers à semiconducteurs de haute cohérence à cavité externe. In **Optique Paris**, 2013.
- [12] M. Seghilani, M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, P. Lalanne, M. Devautour, M. Myara, and A. Garnache. A hybrid photonic crystal-based semiconductor bragg mirror : A low loss functional mirror for high-q external cavity lasers. In **2nd Workshop VeCSEL**, 2013.
- [13] M. S. Seghilani, M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, P. Lalanne, M. Myara, and A. Garnache. Lasers vortex : Génération et applications. In **DOCTISS**, 2014.



## Article I

Rauscharme durchstimbare Oberflächen-emittierende  
Halbleiterlaser hoher Leistung.

« *Low-noise high-power tunable surface-emitting semiconductor  
lasers.* »

M. Myara, M. Sellahi, A. Laurain, A. Benselama, A. Michon, G. Beaudoin,  
I. Sagnes, L. Cerutti, and A. Garnache.

*dans Photonik, 2013.*



# Rauscharme durchstimmbare Oberflächen-emittierende Halbleiter-Laser hoher Leistung

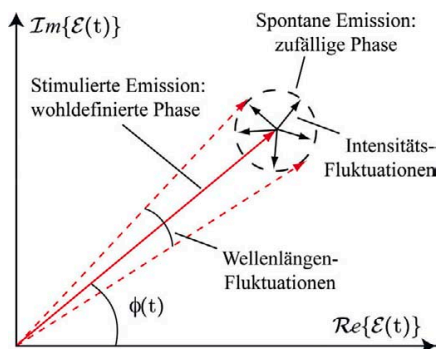
Mikhaël Myara, Mohamed Sellahi, Alexandre Laurain, Attia Benselama, Laurent Cerutti, Arnaud Garnache, CNRS, Universität Montpellier 2, Frankreich  
Adrien Michon, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Laboratoire de Photonique et des Nanostructures, CNRS, Marcoussis, Frankreich

**VeCSEL (vertical external cavity surface-emitting laser) stellen eine hochinteressante, kompakte Lasertechnik dar. Sie ermöglichen die Erzeugung qualitativ hochwertigen kohärenten Lichts, selbst bei mehreren Watt Ausgangsleistung sowie je nach Halbleitermaterial mit flexiblen Wellenlängen von 0,8–2,7  $\mu\text{m}$ . Wir demonstrieren in diesem Beitrag die außergewöhnlichen Kohärenzeigenschaften, die das VeCSEL-Design ermöglicht, und vergleichen diese mit anderen Lasertechnologien.**



## Das Design rauscharmer Laser

Spontane Emission ist die Hauptursache der zeitlichen Schwankungen von Lasern bezüglich Feldintensität und Phase. So ist bei den meisten Laserdioden, z.B. solche mit verteilter Rückkopplung (DFB-Laser), VCSEL und Diodenlaser mit externem Resonator (ECDLs), spontane Emission der mit Abstand wichtigste Beitrag zum gesamten Rauschen. Wie in **Bild 1** gezeigt, lassen sich diese Fluktuationen so auffassen, dass man das gesamte Laserfeld als Vektorsumme eines deterministischen Felds aufgrund stimulierter Emission und eines Felds mit zufälliger Phase aufgrund spontaner Emission konstruiert. Für das gesamte Laserfeld verursachen die Phasenschwankungen



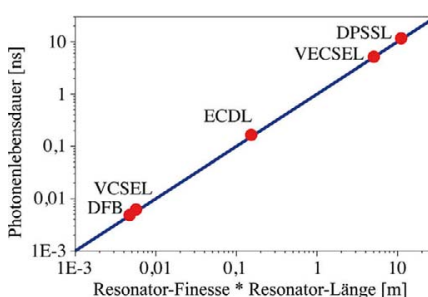
**Bild 1: Das gesamte Laserfeld als Vektor-Konstruktion von spontaner Emission, die der stimulierten Emission überlagert ist**

durch spontane Emission zu einer Verbreiterung des Laserlinienspektrums, dessen Halbwertsbreite (FWHM) als Schawlow-Townes-Linienbreite  $\Delta\nu$  bekannt ist:

$$\Delta\nu = \frac{\pi h\nu (\Delta\nu_c)^2}{P} \xi (1 + \alpha_h^2) \quad (\text{Gl.1})$$

Dabei ist  $\Delta\nu_c$  die Moden-Linienbreite des kalten Resonators,  $h\nu$  die Photonenenergie,  $P$  die emittierte optische Leistung,  $\xi$  der Faktor spontaner Emission (typisch nahe 1) und  $\alpha_h$  der Henry-Faktor (im Bereich 3–10).

Die einzige Möglichkeit, dieses Rauschen zu reduzieren (d.h. den Kreisradius zu verkleinern, der in Bild 1 für spontane Emission steht), ist daher das Herausfiltern spontaner Emission. Gl.1 legt nahe, dass dies effizienter erreicht wird, indem man die



**Bild 2: Photonenlebensdauer verschiedener Lasertechnologien: Mikroresonator-VCSEL, 300  $\mu\text{m}$  DFB, 1 cm ECDL, 1 cm VeCSEL und 1 m Festkörperlaser (z.B. TiSa)**

spektrale Breite des Lasermode des kalten Resonators reduziert, also die Photonen-Lebensdauer  $\tau_{ph}$  im Resonator erhöht.

Im Laser-Design wird dies durch verringerte Resonator-Umlaufverluste erreicht (also durch Erhöhen der Finesse) sowie durch eine größere Resonatorlänge (**Bild 2**). Rauscharm ist somit ein Laser mit großer Photonen-Lebensdauer ( $\tau_{ph} > \text{ns}$ ), was sich durch einen langen (oder verlängerten) Resonator mit geringen inneren Verlusten realisieren lässt. Dies entspricht genau einem VeCSEL (**Bild 3**) mit seinem Luftspalt, hochreflektierenden Spiegeln und Dünnschicht-Verstärkungsmedium.

Dieses Konstruktionsprinzip führt zur Verringerung des Phasenrauschens oder der Laserlinienbreite. Ein genaues Bild vom Intensitätsrauschen erfordert aber neben Betrachtungen zur Photonenlebensdauer auch solche zum Verstärkungsmedium. Tatsächlich führt die Wechselwirkung der Photonenlebensdauer  $\tau_{ph}$  mit der Besetzungsinversions-Lebensdauer  $\tau_e$  zu einem Tiefpassfilter-Verhalten des Intensitätsrauschens, und zwar sowohl mit Rauschverstärkung im Bereich der Grenzfrequenz (Klasse B) als auch ohne (Klasse A). Das gewünschte Klasse-A-Regime kann bei üblichen Pumpstraten erreicht werden, wenn die Bedingung  $\tau_{ph} > \tau_e$  befolgt wird. Dies führt zu einem idealen Tiefpassfilter-Verhalten, wobei die Grenzfrequenz des Intensitätsrauschens mit  $1/\tau_{ph}$  abnimmt.

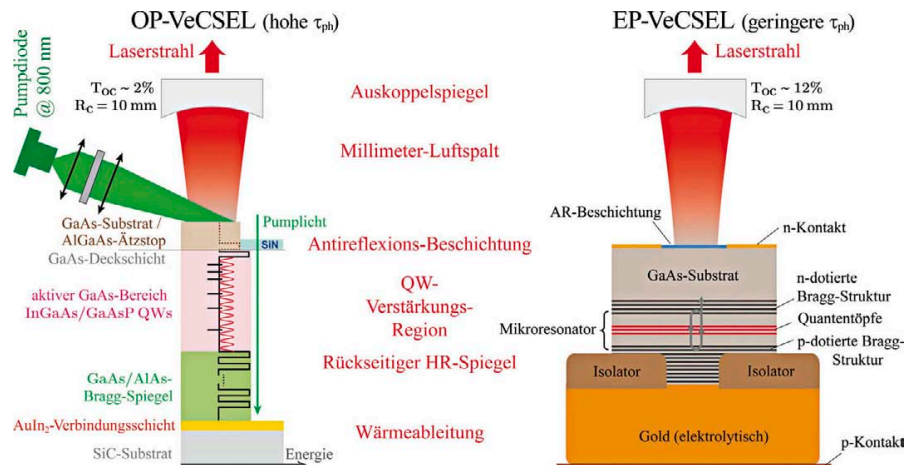
Während dieser Bereich mit Verstärkungsmedien auf Basis dotierter Kristalle oder



dotierter Glas-Festkörper ( $\tau_e \sim \text{ms}$ ) schwer zu erreichen ist, lässt er sich mit Halbleiter-Verstärkungsmedien ( $\tau_e \sim \text{ns}$ ) gut verwirklichen. Die VeCSEL-Technik kombiniert somit alle vorteilhaften Bedingungen für rauscharme Emission. Da die Untergrenze des VeCSEL-Rauschens sehr niedrig liegt, wird es durch andere Rauschquellen dominiert. Diese beschreiben wir im Anschluss an eine kurze Darstellung der VeCSEL, die wir im Rahmen unserer Arbeiten entwickelt haben.

## VeCSEL-Design

Wie in Bild 3 zu sehen besteht ein VeCSEL in der Regel aus einem Halbleiter-Chip, in den sowohl der hochreflektierende (>99,9%, HR) Rückseitenspiegel des Laserresonators als auch ein Verstärkungsmedium integriert ist. Dieses hat eine Dicke, die kleiner als die Wellenlänge ist, und enthält 5–10 Gitterspannungs-kompensierte Quantentöpfe (quantum wells, QW). Die Struktur wird mit einem konkaven Spiegel abgeschlossen, mit dem sie einen optisch stabilen Freiraum-Resonator bildet. Seine Länge liegt typisch im Bereich von mm bis <1 cm. Der Halbleiter-Chip (auch als Verstärkungsspiegel oder halber VCSEL bezeichnet) kann für optisches Pumpen (OP-VeCSEL) oder elektrisches Pumpen (EP-VeCSEL) ausgelegt sein, mit typischen Pumpstrahl-Tailen im Bereich von 25–100  $\mu\text{m}$ . Wir haben verschiedene VeCSEL-Designs in unterschiedlichen Materialsystemen entwickelt, um verschiedene Wellenlängenregionen zu erreichen: InGaAsP/GaAsP-QW-Laser für nahinfrarote Emission (typisch  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  [1]) und InGaAsSb/AlGaAsSb-QW-Laser für Emission im mittleren Infrarot ( $\lambda = 2,3 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 2,7 \mu\text{m}$  wurden demonstriert [2,3]). Für verlustarmen Betrieb wurden diese VeCSEL darauf optimiert, höchste Photonenlebensdauern zu erreichen. Aus diesem Grund haben wir keine spezifischen optischen Filter in den Resonator integriert, erhalten aber den-



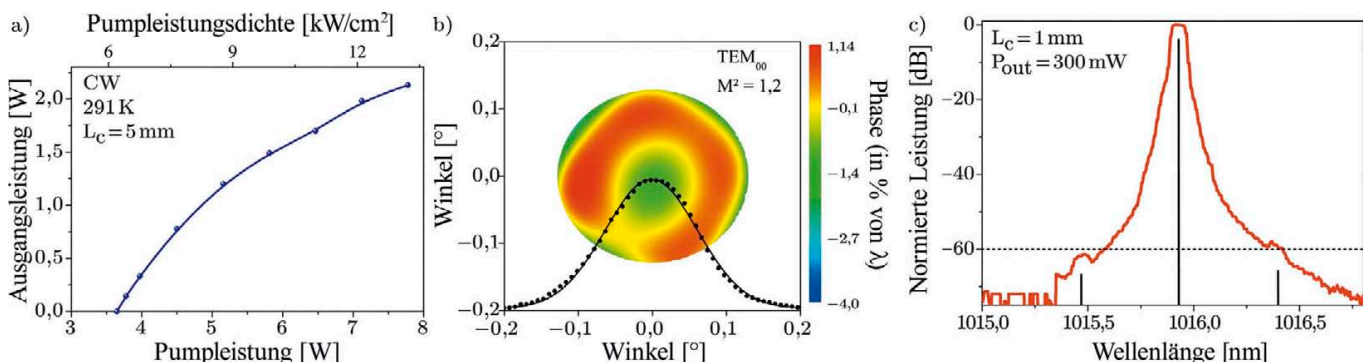
**Bild 3: Optisch und elektrisch gepumpte VeCSEL**

noch immer das Regime eines einzigen monofrequenten Transversal-Mode. Generell sind alle diese VeCSEL sehr ähnlich: sie enthalten einen Wärmespreizer, einen rückseitigen HR-Spiegel, eine Verstärkungsregion mit mehreren Quantentöpfen, eine Antireflexions-Deckschicht auf dem Halbleiter-Chip, einen mm-breiten Luftspalt und einen Auskoppelspiegel mit typisch 1% Transmission. Allerdings können bei EP-VeCSELn [4] einige technische Erwägungen das Design des Halbleiter-Chip wesentlich beeinflussen und sich auf die Rauscheigenschaften auswirken. So ist es z.B. recht schwierig, eine gleichmäßige Anregung über größere Durchmesser ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) zu erreichen, was der Taille eines  $\text{TEM}_{00}$ -Resonator-Mode entspricht. In unserem Design wird dieses Problem durch eine 5  $\mu\text{m}$  dicke  $n^{++}$ -dotierte GaAs-Schicht gelöst, die in den Laser-Resonator integriert ist (Bild 3). Leider führt diese Schicht zu fünfmal stärkeren Verlusten, als für OP-Strukturen typisch wäre. Direkte Folge ist eine Erhöhung der Schawlow-Townes-Linienbreite (um bis zu mehrere 10 Hz) und der Laser-Grenzfrequenz (um bis zu einige 100 MHz). Obwohl

diese Grenzen deutlich höher sind als bei OP-VeCSELn (sub-Hz-Schawlow-Townes-Linienbreite, Grenzfrequenz 5–10 mal niedriger), bleiben sie um Größenordnungen unter denen anderer Halbleiterlaser-Technologien, einschließlich DFB, VCSEL und ECDL.

## Wesentliche Eigenschaften

OP-VeCSEL zeigen sehr ähnliche Eigenschaften hinsichtlich Dauerstrich-Emission (CW) bei Raumtemperatur, breiter kontinuierlicher Durchstimmbarkeit, Strahlqualität, hoher Seitenmodenunterdrückung (SMSR), geringem Intensitätsrauschen (<0,1%) und hochgradiger linearer Polarisation (>60 dB), unabhängig vom Materialsystem (GaAs, GaSb, ...) und der Emissionswellenlänge. Dies gilt mit Ausnahme der Leistung, welche durch größere Wärmebelastung bei längeren Wellenlängen begrenzt wird. Demonstriert wurde z.B. ein 7 mm langer OP-VeCSEL, der >2 W bei geringer Divergenz ( $0,1^\circ$ ) in  $\text{TEM}_{00}$  emittierte, mit  $M^2 < 1,2$ , SMSR >60 dB im monofrequenten Bereich (Bild 4) und einer Kohärenzlänge >4 km. Wir konnten auch MIR-Emission (2,3–2,7  $\mu\text{m}$ ) mit ähnlichen



**Bild 4: Haupteigenschaften von OP-VeCSELn, a) mehrere Watt Ausgangsleistung, b)  $\text{TEM}_{00}$  beugungsbegrenzter Strahl (Phasenvariation <  $\lambda/100$ ), c) Einzelfrequenzbetrieb mit hoher SMSR**

Eigenschaften zeigen, allerdings bei geringerer Leistung ( $P < 10$  mW). Trotz höherer Verluste bieten auch EP-VeCSEL gute Laser-Eigenschaften, inklusive beugungsbegrenztem TEM<sub>00</sub>-Betrieb mit hoher SMSR ( $>37$  dB) und bis zu 50 mW Ausgangsleistung.

## Hilfreiche Konzepte zur Analyse des Rauschens

Wir fassen nun einige konzeptionelle Werkzeuge zusammen, die zur Analyse des Rauschens erforderlich sind. Wegen seiner Zufallsnatur kann Rauschen nur durch statistische Größen beschrieben werden. Per Definition ist der Mittelwert eines zufälligen Signals 0, und die Größe des Rauschens wird durch Berechnung der Varianz  $\sigma$  seiner Wellenform  $n(t)$  abgeschätzt:

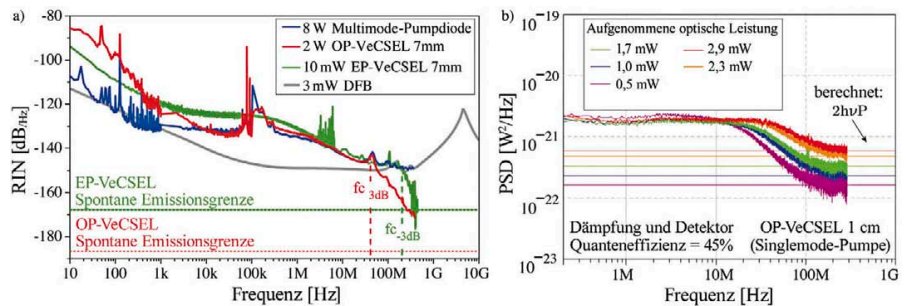
$$\sigma = \frac{1}{T} \int_0^T n(t)^2 dt = RMS^2 \quad (Gl.2)$$

RMS ist hierbei die Wurzel aus dem Mittelwert der quadrierten Beträge von  $n(t)$ . Zur weitergehenden Untersuchung bedarf es einer spektralen Auswertung des Rauschens. Zu diesem Zweck messen wir, für jede Frequenz des Spektrums, die Varianz des Rauschens über eine schmale Bandbreite, entsprechend der gewünschten Auflösung RBW (resolution bandwidth). Da Rauschen breitbandig ist, müssen wir das Spektrum durch RBW teilen, um Auflösungs-unabhängige Größen zu erhalten: dies ist das Leistungsdichtespektrum der Fluktuationen (PSD, power spectral density of fluctuations). Die physikalische Einheit der PSD hängt natürlich von der gemessenen physikalischen Größe ab:  $A^2/Hz$  für die Fluktuation eines elektrischen Stroms,  $W^2/Hz$  für die Fluktuation einer optischen Leistung,  $Hz^2/Hz$  für die Fluktuation einer Frequenz, etc. Die PSD ist damit das übliche Werkzeug zur Analyse des Rauschens, und sie steht mit dem RMS-Wert des Rauschens in folgender einfacher Beziehung:

$$RMS = \sqrt{\int_{f_{low}}^{f_{high}} PSD(f) df} \quad (Gl.3)$$

$$= \underbrace{PSD \times RBW}_{\text{für weißes Rauschen}}$$

Diese Konzepte sind meist ausreichend zur Analyse des Rauschens, einschließlich Phasen- und Frequenzrauschen. Allerdings muss im besonderen Fall des optischen Intensitäts-Rauschens eine weitere Größe definiert werden, da die Dämpfung nicht einfach einem Skalierungsfaktor der PSD entspricht. Tatsächlich ist es so, dass der Durchgang durch ein Dämpfungsglied die Rausch-Statistik verändert, weil zufällig



**Bild 5: Intensitätsrauschen von VeCSELn, a) RIN beim EP-VeCSEL und beim OP-VeCSEL im Vergleich zu DFB, b) das Leistungsdichtespektrum (PSD) zeigt, dass der Betrieb jenseits der Grenzfrequenz durch Schrotrauschen begrenzt ist**

ausgewählt wird, welche Photonen das Element im Verlaufe der Zeit passieren. Ist die Dämpfung stark genug, führt der Dämpfer seine eigene Statistik ein, die als Schrotrauschen nachgewiesen wurde. Die entsprechende PSD ist gegeben durch:

$$S_{Shot} = 2h\nu P \quad (Gl.4)$$

in  $W^2/Hz$ . Weil Dämpfung in der Praxis unvermeidlich ist, hängt die experimentelle PSD immer von den Messbedingungen ab, und wir verwenden das relative Intensitätsrauschen (RIN) als Indikator der Rauschintensität:

$$RIN = \frac{PSD - 2h\nu P}{P^2} \quad (Gl.5)$$

RIN wird üblicherweise auch in Form der logarithmischen Einheit  $dB_{Hz}$  ausgedrückt.

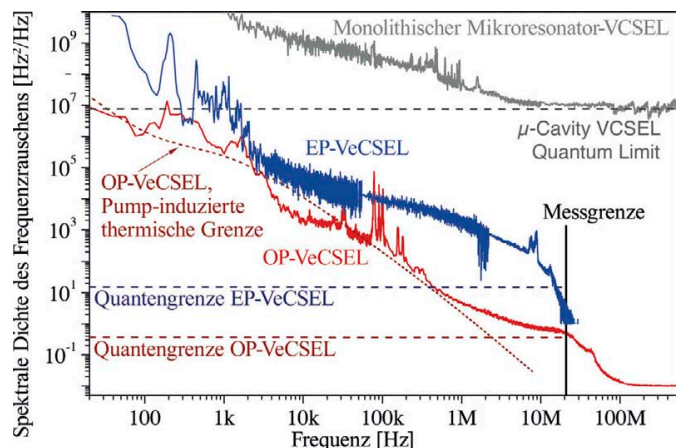
## Intensitätsrauschen beim VeCSEL

Unsere experimentellen Arbeiten haben gezeigt, dass VeCSEL primär durch verschiedene technische Störquellen beeinflusst werden. An erster Stelle steht das Rauschen der Pumpquelle, das offensichtlich wie jedes Modulationssignal wirkt, also wie ein Intensitätsmodulator für den Laser. Bei hohen Pumpraten neigt die Übertragungsfunktion des Lasers dazu, das Pump-RIN dem Laser-RIN aufzuprägen, aber nur unterhalb der Grenzfrequenz; im Falle eines Klasse-B-Lasers eventuell mit Resonanz in der Nähe der Grenzfrequenz. Genau das zeigt **Bild 5a** mit dem Vergleich des RIN eines OP-VeCSEL, eines EP-VeCSEL und eines DFB. Zu erkennen ist

der Resonanzbereich im Rauschen eines DFB-Lasers der Klasse B, geprägt durch eine sehr geringe Photonenlebensdauer (einige ps), während beide VeCSEL dies vermeiden, da sie das Kriterium  $\tau_{ph} > \tau_e$  leicht erfüllen. Erwartungsgemäß führen die zusätzlichen Verluste des EP-VeCSEL zu einer höheren Rausch-Grenzfrequenz als bei einem OP-VeCSEL mit ähnlicher Resonatorlänge. Oberhalb der Grenzfrequenz sind alle VeCSEL durch Schrotrauschen begrenzt (**Bild 5b**). Dieser Bereich, der frei von übermäßigem Rauschen ist, kann sehr vorteilhaft für verschiedene Anwendungen eingesetzt werden, einschließlich der Nachrichtenübertragung mit hohen Datenraten.

## Frequenzrauschen beim VeCSEL

Durch die thermische Reaktion des VeCSEL-Halbleiter-Chip kann das Pump-Rauschen auch in Brechungsindex-Fluktuationen übersetzt werden [5]: momentane Schwankungen der Pumpquelle erzeugen in der Struktur niederfrequente Temperaturänderungen ( $<100$  kHz). Diese führen zu Indexschwankungen, die Variationen der optischen Resonatorlänge induzieren, die sich wie in **Bild 6** gezeigt als Frequenz-Fluktuationen auf den Ausgangsstrahl auswirken.



**Bild 6: Spektrum des Frequenzrauschens für 10 mW EP-VeCSEL, 2 W OP-VeCSEL und 2 mW μ-Resonator-VeCSEL**

Zusätzliche Schwankungen der Resonatorlänge können durch mechanische (akustische) Schwingungen entstehen. Diese finden sich im Rauschfrequenzspektrum typisch als schmale Resonanz-Spitzen unterhalb 1 kHz und können durch Aufbau-Optimierung eliminiert werden. Die Linienbreite (**Bild 7**), die sich aus diesen technischen Einschränkungen ergibt, liegt sowohl für EP- als auch OP-Verfahren in der Regel unter 50 kHz bei 1 ms Integrationszeit, was zu einer Kohärenzlänge von bis zu 4 km führt.

Da die fundamentalen Grenzen sehr niedrig sind, tragen die technischen Fluktuationen eines VeCSEL signifikant zum Gesamttauschen bei, wogegen bei integrierten DFB-Lasern oder Mikroresonator-VCSELn die grundlegenden Rauschpegel so stark sind, dass sie in der Regel andere Rauschquellen überdecken und nur eine geringe Kohärenzlänge von meist einigen zehn Metern aufweisen.

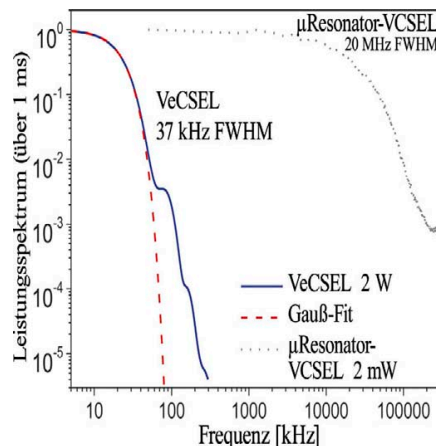
## Fazit

Unser Artikel beschreibt einige Grundlagen für rauscharmes Laser-Design, welches uns ganz natürlich zum VeCSEL-Konzept führte. Wir haben gezeigt, dass VeCSEL einzelne Eigenzustände von Licht mit sehr hoher Strahlqualität erzeugen können, sowie mit hochgradig linearem Polarisationszustand, hoher SMSR, hoher Leistung, sehr großen Kohärenzlängen und extrem geringem Intensitäts-Rauschen im Vergleich zu anderen Festkörper-Technologien.

VeCSEL übertreffen herkömmliche Laserdioden-Technologien bei den meisten Eigenschaften um mehrere Größenordnungen, einschließlich dem Rauschen. Eine weitere Rauschunterdrückung ist bei OP-VeCSELn durch thermisches Management möglich, oder durch aktive Rauschunterdrückung der Pumpquelle mit einem elektrischen Regelkreis, bei EP-VeCSELn durch technische Verbesserungen wie stärkerer Ladungsträgereinschluss und eine Reduzierung der Restdotierung.

## Danksagungen

Diese Arbeiten wurden unterstützt im Rahmen der französischen ANR-geförderten Programme Micphir und Natif sowie durch die Kompetenznetze Renater und equipex EXTRA. Wir danken auch unseren industriellen Kooperationspartnern bei Innoptics SAS (Talence, Frankreich) für ihre Umsetzung der in diesem Artikel beschriebenen VeCSEL-Technologie. Die derzeit in Entwicklung befindlichen Module werden nochmals verbesserte Rauscheigenschaften bei höherer Leis-



**Bild 7: Mit 1 ms Integrationszeit berechnete Linienbreite, wie sie sich aus dem Spektrum des Frequenzrauschens in Bild 6 ergibt**

tung bieten, integriert in einem Gehäuse von nur 7,5 x 6 x 3 cm<sup>3</sup>.

Dank an PD Dr. Hans Zogg von der ETH Zürich fürs Korrekturlesen der deutschen Fassung.

Übersetzung: J. Kuppe

## Literaturhinweise:

- [1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, A. Garnache, *Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Semiconductor-Laser*, Optics Express, 14, 18, 14631, July 2010
- [2] M. Triki, P. Cermak, L. Cerutti, A. Garnache, D. Romanini, *Extended Continuous Tuning of a Single-Frequency Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser at 2.3 μm*, IEEE Photonics Technology Letters, 20, 23, pp. 1947-1949, December 2008, doi:10.1109/LPT.2008.2005504
- [3] A. Laurain, L. Cerutti, M. Myara, A. Garnache, *2.7 μm Single-frequency TEM<sub>00</sub> low-threshold Sb-based Diode-Pumped External-Cavity VCSEL*, IEEE Photonics Technology Letters, 1, PP 99, February 2011
- [4] A. Laurain, A. Michon, A. Garnache, G. Beaudoin, C. Roblin, E. Cambril, I. Sagnes, *Single mode TEM<sub>00</sub> large diameter electrically pumped external-cavity VCSEL devices on electroplated gold substrate*, Proc. IEEE IPRM (2011), p.1-4, ISBN 978-1-4577-1753-6
- [5] M. Myara, M. Sellahi, A. Laurain, A. Michon, I. Sagnes, A. Garnache, *Noise properties of NIR and MIR VeCSELs*, Invited Paper, Proc. SPIE 8606, February 2013, doi:10.1117/12.1000329

## Ansprechpartner:

PD Dr. Mikhaël Myara  
Institut d'Electronique  
du Sud UMR5214  
Université Montpellier 2  
- cc/084  
Place Eugène Bataillon  
34090 Montpellier  
Frankreich  
Tel. +33/467143-229  
Fax +33/467544842  
eMail: myara@opto.univ-montp2.fr  
Internet: www.ies.univ-montp2.fr/vecsel



www.photonik.de ► Webcode 4002

**sill**  
OPTICS

## NEUE PRODUKTE



Scan Objektive für  
Laser Beschriftler



Kurzpulsobjektive



X, Y, Θ Objektiv Halter

**SILL OPTICS**

GmbH & Co. KG

www.siloptics.de

info@siloptics.de

Tel.: +49(0)9129 9023 0



## Article II

Photonic crystal-based flat lens integrated on a bragg mirror for high-Q external cavity low noise laser.

M. S. Seghilani, M. Sellahi, M. Devautour, P. Lalanne, I. Sagnes, G. Beaudoin,  
M. Myara, X. Lafosse, L. Legratiet, J. Yang, and A. Garnache.

*dans Optics Express, 22(5) :5962–5976, Mar 2014.*



# Photonic Crystal-based flat lens integrated on a Bragg mirror for High-Q external cavity low noise laser

M. S. Seghilani,<sup>1</sup> M. Sellahi,<sup>1</sup> M. Devautour,<sup>1</sup> P. Lalanne,<sup>3</sup> I. Sagnes,<sup>2</sup>  
G. Beaudoin,<sup>2</sup> M. Myara,<sup>1</sup> X. Lafosse,<sup>2</sup> L. Legratiet,<sup>2</sup> J. Yang,<sup>3</sup>  
and A. Garnache<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Electronique du Sud, CNRS-UMR 5214, Université Montpellier 2, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS-UPR 20, 91460 Marcoussis, France

<sup>3</sup> Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, Institut d'Optique d'Aquitaine,  
Université Bordeaux, CNRS, 33405 Talence, France

\*[arnaud.garnache@ies.univ-montp2.fr](mailto:arnaud.garnache@ies.univ-montp2.fr)

**Abstract:** We demonstrate a high reflectivity ( $> 99\%$ ), low-loss ( $< 0.1\%$ ) and aberrations-free (2% of  $\lambda$  rms phase fluctuations) concave Bragg mirror (20mm radius of curvature) integrating a photonic crystal with engineered spherical phase and amplitude transfer functions, based on a III-V semiconductors flat photonics technology. This mirror design is of high interest for highly coherent high power stable external cavity semiconductor lasers, exhibiting very low noise. We design the photonic crystal for operation in the pass band. The approach incorporates spatial, spectral (filter bandwidth = 5nm) and polarization filtering capabilities. Thanks to the mirror, a compact single mode TEM<sub>00</sub> 2mm-long air gap high finesse (cold cavity Q-factor  $10^6 - 10^7$ ) stable laser cavity is demonstrated with a GaAs-based quantum-wells 1/2-VCSEL gain structure at 1 $\mu$ m. Excellent laser performances are obtained in single frequency operation: low threshold density of 2kW/cm<sup>2</sup> with high differential efficiency (21%). And high spatial, temporal and polarization coherence: TEM<sub>00</sub> beam close to diffraction limit, linear light polarization ( $> 60$ dB), Side Mode Suppression Ratio  $> 46$ dB, relative intensity noise at quantum limit ( $< -150$ dB) in 1MHz-84GHz radio frequency range, and a theoretical linewidth fundamental limit at 10 Hz (Q-factor  $\sim 3.10^{13}$ ).

© 2014 Optical Society of America

**OCIS codes:** (140.3570) Lasers, single-mode; (140.5960) Semiconductor lasers; (140.7260) Vertical cavity surface emitting lasers; (050.5298) Photonic crystals; (230.1950) Diffraction gratings; (140.3300) Laser beam shaping.

---

## References and links

1. M. Kuznetsov, M. Stern, and J. Coppeta, "Single transverse mode optical resonators," *Opt. Express* **13**, 171–181 (2005).
2. N. Laurand, C. L. Lee, E. Gu, J. E. Hastie, S. Calvez, and M. D. Dawson, "Microlensed microchip VECSEL," *Opt. Express* **15**, 9341–9346 (2007).
3. A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache, "Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser," *Opt. Express* **18**, 14627–14636 (2010).
4. A. Garnache, A. Ouvrard, and D. Romanini, "Single-frequency operation of external-cavity VCSELs: Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit," *Opt. Express* **15**, 9403–9417 (2007).

5. S. Boutami, B. Benbakir, X. Letartre, J. L. Leclercq, P. Regreny, and P. Viktorovitch, "Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors," *Opt. Express* **15**, 12443–12452 (2007).
6. M. C. Y. Huang, Y. Zhou, and C. J. Chang-Hasnain, "A surface-emitting laser incorporating a high-index-contrast subwavelength grating," *Nat. Photonics* **1**, 119–122 (2007).
7. J.-H. Baek, D.-S. Song, I.-K. Hwang, H.-H. Lee, Y. Lee, Y. -G. Ju, T. Kondo, T. Miyamoto, and F. Koyama, "Transverse mode control by etch-depth tuning in 1120-nm GaInAs/GaAs photonic crystal vertical-cavity surface-emitting lasers," *Opt. Express* **12**, 859–867 (2004).
8. T. Czuszanowski, M. Dems, H. Thienpont, and K. Panajotov, "Optimal radii of photonic crystal holes within DBR mirrors in long wavelength VCSEL," *Opt. Express* **15**, 1301–1306 (2007).
9. N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique, D. Lippens, F. de Fornel, and O. Vanbésien, "Optical near-field microscopy of light focusing through a photonic crystal flat lens," *Phys. Rev. Lett* **101**, 073901 (2008).
10. F. Brückner, D. Friedrich, T. Clausnitzer, M. Britzger, O. Burmeister, K. Danzmann, E.-B. Kley, A. Tünnermann, and R. Schnabel, "Realization of a monolithic high-reflectivity cavity mirror from a single silicon crystal," *Phys. Rev. Lett.* **104**, 163903 (2010).
11. M. M. Vogel, M. Rumpel, B. Weichelt, A. Voss, M. Haefner, C. Pruss, W. Osten, M. A. Ahmed, and T. Graf, "Single-layer resonant-waveguide grating for polarization and wavelength selection in Yb:YAG thin-disk lasers," *Opt. Express* **20**, 4024–4031 (2012).
12. D. Fattal, J. Li, Z. Peng, M. Fiorentino, and R. G. Beausoleil, "Flat dielectric grating reflectors with focusing abilities," *Nat. Photonics* **116**, 1–5 (2010).
13. V. Lousse, W. Suh, O. Kilic, S. Kim, O. Solgaard, and S. Fan, "Angular and polarization properties of a photonic crystal slab mirror," *Opt. Express* **12**, 1575–1582 (2004).
14. S. Boutami, B. Benbakir, H. Hattori, X. Letartre, J. L. Leclercq, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Broadband and compact 2D photonic crystal reflectors with controllable polarization dependence," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **18**, 835–837 (2006).
15. P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril, and H. Launois, "Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelle gratings," *Opt. Lett.* **23**, 1081–1083 (1998).
16. The free-software used for the calculation can be downloaded at <http://www.lp2n.institutoptique.fr/Membres-Services/Responsables-d-equipe/LALANNE-Philippe>.
17. M. G. Moharam, E. B. Grann, D. a. Pommet, and T. K. Gaylord, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1068–1076 (1995).
18. P. Lalanne and G. M. Morris, "Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 779–784 (1996).
19. L. Li, "New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 2758–2767 (1997).
20. C. Ribot, M. S. L. Lee, S. Collin, S. Bansropun, P. Plouhinec, D. Thenot, S. Cassette, B. Loiseaux, and P. Lalanne, "Broadband and efficient diffraction," *Adv. Opt. Mater.* **1**, 489–493 (2013).
21. A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, 1986).
22. A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache, "High power single-frequency continuously-tunable compact extended-cavity semiconductor laser," *Opt. Express* **17**, 9503–9508 (2009).
23. A. Garnache, A. Ouvrard, L. Cerutti, D. Barat, A. Vicet, F. Genty, Y. Rouillard, D. Romanini, and E. A. Cerda-Méndez, "2–2.7  $\mu\text{m}$  single frequency tunable Sb-based lasers operating in CW @ RT: Microcavity and external-cavity VCSELs, DFB," *Proc. SPIE* **6184**, 61840N (2006).
24. M. Devautour, A. Michon, G. Beaudoin, I. Sagnes, L. Cerutti, and A. Garnache, "Thermal management for high-power VCSEL emitting in the near- and mid-IR," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **19**, 1701108 (2013).
25. L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (John Wiley, 1995).
26. K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise* (Kluwer Academic, 1991).
27. M. Myara, M. Sellahi, A. Laurain, A. Garnache, A. Michon, and I. Sagnes, "Noise properties of NIR and MIR VCSELs," *Proc. SPIE* **8606**, 86060Q (2013).
28. C. Henry, "Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser," *IEEE J. Quantum Electron.* **19**(9), 1391–1397 (1983).
29. F. Riemenschneider, M. Maute, H. Halbritter, G. Boehm, M.-C. Amann, and P. Meissner, "Continuously tunable long-wavelength MEMS-VCSEL with over 40-nm tuning range," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**, 2212–2214 (2004).
30. F. Riemenschneider, I. Sagnes, G. Böhm, H. Halbritter, M. Maute, C. Symonds, M.-C. Amann, and P. Meissner, "A new concept for tunable long wavelength VCSEL," *Opt. Commun.* **222**, 341–350 (2003).

## 1. Introduction

High quality factor (high-Q) spatially stable optical cavities are key elements in achieving highly coherent high power semiconductor laser sources [1] required in many advanced applications such as coherent laser detection, high resolution spectroscopy, lidar ...etc. Those high-Q

cavities are usually realized using polished dielectric concave mirrors or micro-lenses [2], in a concave-type stable cavity, and applied mostly in high finesse extended-cavity lasers, as for example Vertical-External-cavity-Surface-Emitting-Lasers, which offer the possibility to add some functionalities like spectral filtering and polarization control, by introducing movable optical-elements into the cavity. However, such a design usually results in a bulky and complex optical system. Moreover, it induces extra losses, which is at the expense of the cavity finesse, and the mechanical noise is usually large. All these features thus limit the temporal coherence, and exclude a broad continuous spectral tunability. Another solution to realize a stable plano-concave cavity is to use the thermal lens-based stability [3], but thermal lenses are difficult to control and introduce aberrations in the laser beam. These two solutions become very limited when accurate control of phase and intensity profile of the wave in the cavity is needed, for the purpose of thermal lens compensation or wavefront correction, lossless transverse mode selection, frequency or polarization filtering...etc.

Our goal is to develop an integrated III-V semiconductor flat photonic technology which allows to design a high finesse air gap stable paraxial optical cavity, with a large transverse mode area ( $\gg \lambda^2$ ) for high power laser operation. For high spatial, temporal and polarization coherence, such a high-Q laser cavity has to stabilize or to dynamically select a single eigenstate of light in the optical cavity orthogonal basis functions, with high weak state suppression ratio: a unique transverse mode (in Laguerre-Gauss basis e.g.), a single (linear e.g.) polarization state, a single longitudinal mode for single frequency operation. To reach such a high coherent state, we push the laser cavity design to exhibit weak quantum noise for photon intensity (close to shot noise limit), and photon phase or frequency (at the Hz level), so to be free of amplified spontaneous emission thanks to free space propagation in a mm to cm-long air gap cavity (thus tunable). The cold cavity can be designed to be single transverse mode [1], with intracavity birefringence and loss dichroism regarding linear polarization eigenstates [3]. Exploiting quantum-well VCSEL technology, the active laser cavity can be designed to exhibit a homogeneous gain dynamics, free of complex non-linear dynamic behavior, to strongly select a unique longitudinal mode and single linear polarization state [3,4].

In recent years there has been a growing interest in Photonic Crystal Mirrors (PCM), which have been extensively studied for realizing high-Q cavities, essentially used in Vertical Cavity Surface emitting Lasers (VCSELs), for example by introducing a photonic crystal (PC) slab instead of conventional DBR mirror [5], or by using a hybrid top mirror combining High-index Contrast Grating (HCG) and a conventional DBR [6], to reduce the thickness of the top mirror. A hybrid PCM for transverse single mode stabilization in VCSELs has been also reported [7,8], the mode stabilization was done by introducing PC pattern into the top DBR mirror. In all these works the PCM was used in monolithic VCSEL called PC-VCSEL, and to our best knowledge there is no report of high-Q PC-based external cavity semiconductor lasers. In the field of nanophotonic devices, a highly lossy cylindrical PC lens operating in the near field [9] have been demonstrated; however this is not usable for external cavity lasers operating in the far-field.

Other subwavelength grating reflectors based on SiO<sub>2</sub>/Si have been reported, like highly reflective flat broadband mirror [10] and flat narrowband mirror with moderate reflectivity [11]. A flat mirror with focusing ability has been also realized by modulating the groove width of non periodic subwavelength grating [12] based on SiO<sub>2</sub>/Si and amorphous silicon, but the reflectance of the mirror was in the range 80-90% making it not suitable for high finesse cavities. Furthermore, in contrast to III-V semiconductor based PCMs which can be integrated directly on active devices, integrating SiO<sub>2</sub>/Si-based mirrors is more challenging and need additional technological processes.

In this work using a 2D PC on Bragg mirror, operating in the far field domain (diffractive optics), we demonstrate a low-loss, high reflectivity and aberrations-free PCM with engineered



spherical phase transfer function and amplitude transfer function, based on a III-V semiconductor flat photonics technology. This PCM is used for the development of a highly coherent, high power stable external cavity single frequency semiconductor laser, stabilizing a unique transverse mode. Its operation differs from the usual operation of PCs. Indeed, in most PC-based devices PCs are used in their photonic band gap regime. However, the virtue of PCs is not only to provide photonic band gaps, they also allow an accurate control of the transverse profile of the phase and the intensity of transmitted (reflected) waves. In addition PCs present additional assets, like the introduction of spectral filtering and polarization filtering (birefringence and loss dichroism) in the optical response, depending on the lattice type [13, 14]. In this report we firstly explain the principle and the design of the PC mirror; then we present the fabrication process and the characterization of the PC-based flat mirror, with spherical phase function. Finally, we use our beam shaping PCM in a mm-long single transverse mode Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSEL), and demonstrate a compact, highly coherent low noise high power single frequency tunable semiconductor laser.

## 2. Design of the PCM and principle

### 2.1. Principle

The objective is to generate a flat optics having various optical functionalities to stabilize a single light state in a high-Q stable optical cavity: like a concave mirror with aperture, spectral filter and linear polarization filter. To design the elementary PC cell, we used the method developed in [15] for diffractive elements composed of graded subwavelength features. As depicted in Fig. 1(a), the PCM consists of a conventional 1D Bragg mirror made of GaAs/AlAs layers on a GaAs substrate (the reflectivity is  $R = 98.8\%$ ), and a multiple of  $\lambda/2$ -thick GaAs spacer above the Bragg mirror. On top of the thin film stack, a single  $\text{Si}_3\text{N}_4$  layer is perforated by a 2D array of holes placed on a square grid, of period  $a$ . The holes diameters  $h_r$  vary and implement a precisely-controlled graded-phase profile at the lasing wavelength, and a radially-dependent reflection profile, acting as an amplitude mask.

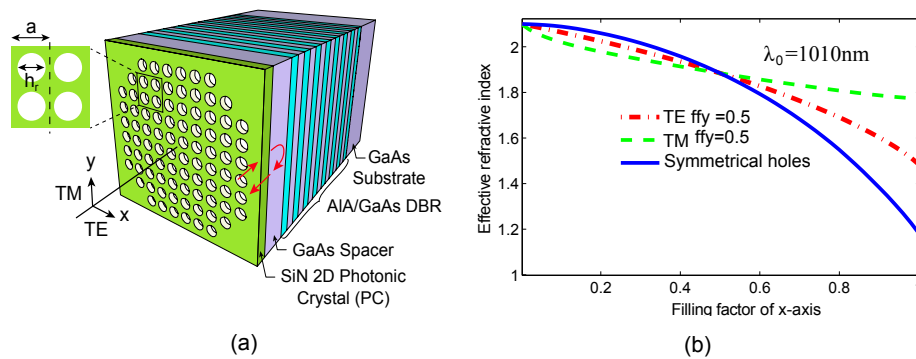


Fig. 1. (a) Schematic representation of the PCM structure investigated in this study. The arrows represent path of optical waves. (b) Effective refractive index of the PC artificial material made of a  $\text{Si}_3\text{N}_4$  layer perforated by a 2D periodic array of air holes placed on a square lattice. For circular holes (blue curve) and for elliptical holes (red and green curves).

Generally two-dimensional arrays of subwavelength indentations support several propagative Bloch modes and do not behave as artificial materials with a well-defined effective index. However, when the period  $a$  of the array is smaller than the structural cutoff period  $a_s = \lambda_0/n_{\text{Si}_3\text{N}_4}$  [15], only a single fundamental Bloch mode carries energy for every polar-

ization, with all the other ones being evanescent, and the array can be considered as an artificial material with an effective refractive index equal to the normalized propagation constant of the fundamental Bloch mode. In addition, as the perforated dielectric thin film acts as a diffraction grating at normal incidence, two additional conditions have to be fulfilled to ensure that only the zeroth-orders in transmission and reflection are diffracted:  $a < \lambda_0/n_{air}$  and  $a < \lambda_0/n_{spacer}$ . Actually, since  $n_{spacer} > n_{SiN} > n_{air}$ , the upper bound for the period is given by:

$$a \leq \lambda_0/n_{spacer} \quad (1)$$

Providing that the condition of Eq. (1) is fulfilled at the lasing wavelength, the laser wave experiences an artificial material with an effective index  $n_{eff}$  as it propagates through the PC. Figure 1(b) shows the dependence of  $n_{eff}$  with the fillfactor. The effective indices have been calculated by assuming that the holes are regularly placed on a square lattice with a period  $a$ , using a free software [16] based on the Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA) [17–19]. Tiny air holes correspond to a dense artificial dielectric with a large effective index close to the refractive index of the bulk  $Si_3N_4$  material, whereas large hole areas implement low refractive-index artificial dielectrics. Through a careful control of the hole diameters  $h_r$ , the transverse phase-transfer-function of the PCM can be engineered to be spherical, and the PCM then operates in a similar manner as a concave mirror. Moreover, the transverse amplitude transfer function is also affected; it is not flat and it generates an amplitude mask acting as an aperture as well. Polarization control may be introduced by using elliptical PC-holes, so that TE and TM-polarized waves experience different refractive indices. This is shown in Fig. 1(b) where we calculated the effective refractive index of the PC with asymmetrical holes. The holes diameter along the y-axis  $f_y$  is set to 0.5, while the filling factor  $f_x$  along the x-axis is varied. The curves show that, except for  $f_x = 0.5$  (which means that we fall on the symmetrical case), the effective refractive indices are different for TE and TM-polarized waves, making the meta-material birefringent.

As shown in Fig. 2 and Fig. 3 the dependence of the reflected beam's phase with the filling factor is strongly impacted by other parameters, such as the PC thickness and the high index semiconductor spacer thickness. To enhance the phase/amplitude variation with the filling factor, we can choose the spacer thickness and the PC-layer thickness as multiple of  $\lambda_0/2$  for a fixed  $f$  (we choose  $f = 0.55$ ), thus the multilayer structure between the DBR and the air exhibits longitudinal Fabry-Perot resonance as shown in Fig. 2(a), for comparison Fig. 2(b) shows an anti-resonant structure. In the resonant case the PC effect is maximized, i.e fast induced phase-difference with  $f$  and higher intensity transmission.

## 2.2. Design and simulation

To obtain the adequate indentation distribution we performed RCWA simulation by varying the filling factor of the PC. Figure 3 shows the PCM reflectivity and phase-difference of the reflected wave as a function of the filling factor  $f$  with  $\lambda/2$ -thick PC layer. The reflectivity remains high for all filling factors, and importantly the phase varies monotonically with the filling factor, and it depends on the PC-layer thickness. Figure 4 shows that with a  $3\lambda/2$ -thick PC layer we can achieve more than  $2\pi$  phase differences, so the first Fresnel zone can be reached. The phase-difference is also wavelength dependent (see Fig. 3(b)). The chromaticity has been recently exploited to fabricate diffractive optical elements that remains blazed over one octave [20]. In the present case, it offers an extra degree of freedom to enhance the spectral-filtering capability to the PCM.

We took advantage of above-mentioned features of the PCM, to design a high-Q stable laser resonator, see Fig. 5(a). It consists of a highly reflective gain mirror, and a PCM with spherical phase function, and a finite deflection acting like an aperture, which add a transverse intensity

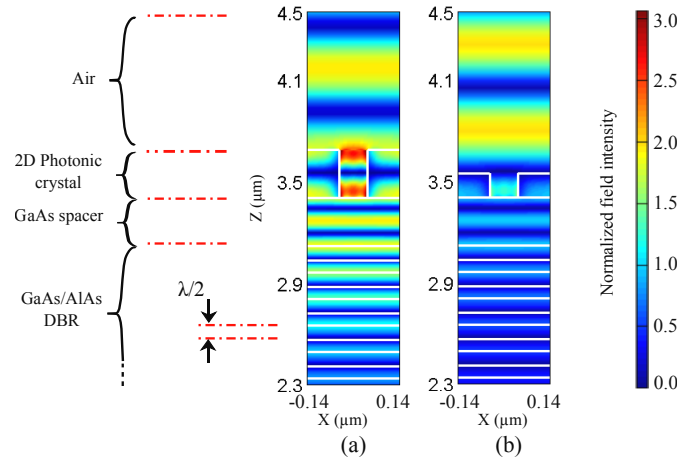


Fig. 2. Simulated amplitude of the transverse E-field in the PCM (at  $\lambda = 1.01\mu\text{m}$  Spacer thickness=142nm,  $a=280\text{nm}$ ): (a) Resonant PCM structure, PC-layer thickness=280nm. (b) Anti-Resonant PCM structure, PC-layer thickness=140nm

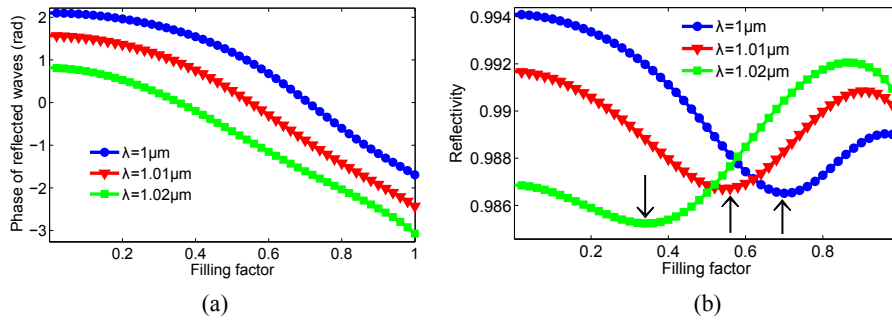


Fig. 3. (a) Phase of the reflected plane waves by PCM as a function of the filling factor at work wavelength  $\lambda_0 = 1010\text{nm} \pm 10\text{nm}$  (PC thickness=280nm, Spacer thickness=142nm,  $a=280\text{nm}$ ). (b) Corresponding PCM reflectivity, black arrows show the optical resonance effect moving when the wavelength changes.

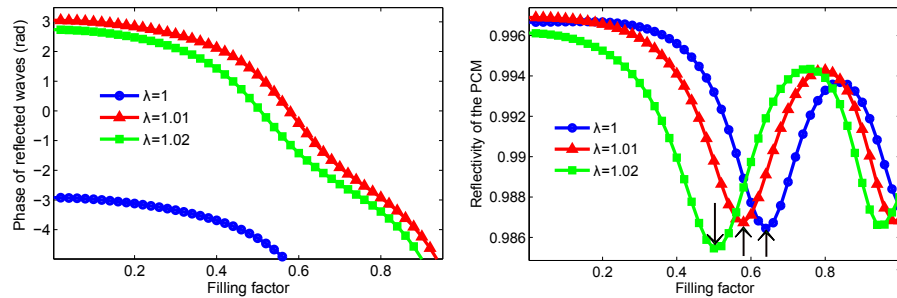


Fig. 4. (a) Phase of the reflected plane waves by PCM as a function of the filling factor at work wavelength  $\lambda_0 = 1010\text{nm} \pm 10\text{nm}$  (PC thickness=840nm, Spacer thickness=142nm,  $a=280\text{nm}$ ). (b) see caption in 3.

filtering of high order modes in the resonator. Figure 5(b) shows the equivalent intrinsically single transverse mode optical cavity, based on a finite deflection mirror [1].

This resonator is stable if the cavity length  $L_c$  is lower than the radius of curvature of the concave mirror  $R_c$ :  $L_c < R_c$  see Fig. 5(c). The resonator length and the waist  $W_0$  on the flat mirror of the  $TEM_{00}$  mode of the resonator, are fully governed by the radius of curvature of the concave mirror. Gaussian beam optics determines the Gaussian beam parameter  $q$ , which is related to the waist  $W(z)$  and the radius of curvature of the wave front  $R(z)$  at any plane  $z$  by the relation [21]

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (2)$$

This Gaussian beam parameter must repeat after one round trip. At the plane mirror, one finds

$$q = -j \sqrt{L_c R_c - L_c^2} \quad (3)$$

The minimum waist for the Gaussian component of the beam occurs at the plane mirror and can be determined from  $q = -jz_R$  where  $z_R = \pi W^2/\lambda$ . For the following calculations we chose a radius of curvature  $R_c = 20mm$  and a resonator length  $L_c = 1.8mm$  which results in  $W_0 = 45\mu m$  for the working wavelength  $\lambda_0 = 1010nm$ . These parameters were selected as they give an intracavity beam with weak divergence, because we are within the Rayleigh range ( $L_c < z_R$ ). This gives a total phase variation at the external mirror  $\Delta\phi = 1.3rad$  over  $r = 100\mu m$ , and beam waist at the PCM  $W(L_c) = 47\mu m$ , which allows to reduce the constraints on the total needed phase-difference variations range, and to realize a compact design with PCM radius  $r_{PCM} = 2W(L_c) \simeq 95\mu m$ . Thanks to Gaussian beam optics, we have the exact transverse phase profile of the  $TEM_{00}$  mode of the cavity. The PCM must be engineered to conjugate the phase of this mode.

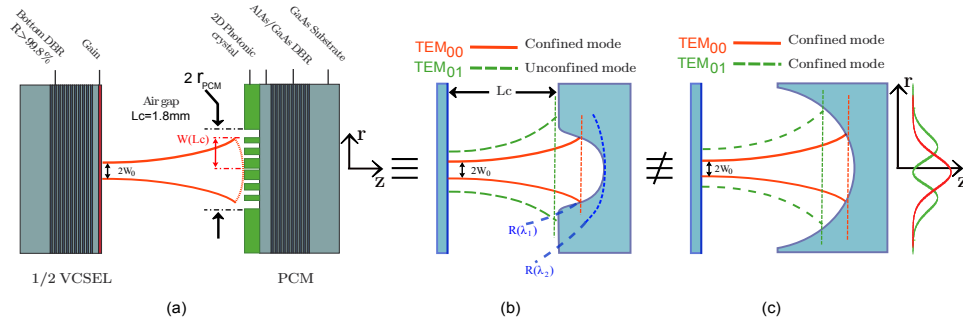


Fig. 5. (a) Schematic of the optical resonator: based on the gain mirror and PCM with spherical phase-difference transfer function. (b) Schematic of the equivalent intrinsically single mode optical resonator. (c) Classic multimode plano-concave optical resonator; Intensity profile of the 2 first Laguerre-Gauss resonator modes.

The last step before fabrication is the calculation of the filling factor distribution over the PCM, to realize the spherical phase function that conjugate  $TEM_{00}$  mode in the cavity. The curves in Fig. 6(a) show this distribution, and the simulated resulting phase difference, at the lasing wavelength  $\pm 10nm$ . This design is obtained using symmetrical holes. Figure 6(b) shows the corresponding PCM reflectivity, it shows a very high reflectivity, that varies very slowly all the way from the PCM center up to  $100\mu m$ . In Fig. 7 we show a design with elliptical holes to introduce polarization effect as discussed in the previous section. Thanks to the birefringence of the PC (see Fig. 1), the TE-polarized waves and TM-polarized waves experience different

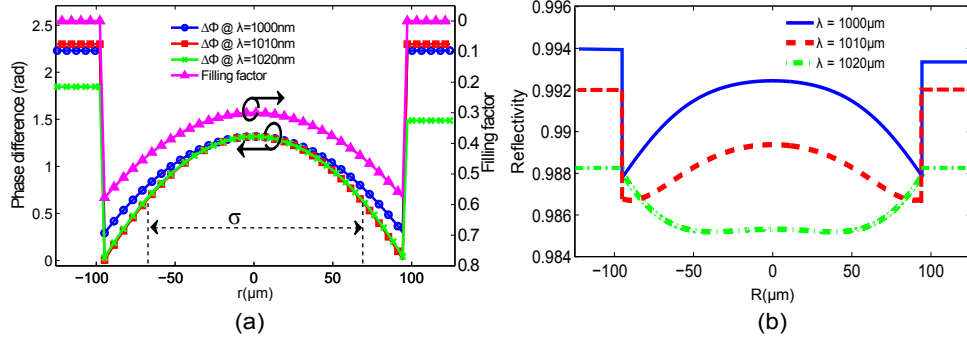


Fig. 6. (a) Filling factor profile needed to realize the spherical phase function as a function the radial distance from PCM center; the simulated resulting phase difference profile at work wavelength  $\lambda_0 = 1010\text{nm} \pm 10\text{nm}$ . (b) The resulting PCM reflectivity at work wavelength  $\lambda_0 = 1010\text{nm} \pm 10\text{nm}$ . (PC thickness=280nm, Spacer thickness=142nm,  $a=280\text{nm}$ )

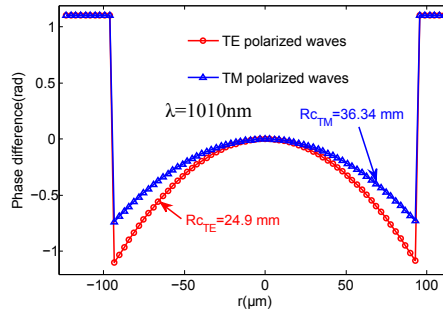


Fig. 7. Simulated resulting phase difference profile at work wavelength  $\lambda_0 = 1010\text{nm}$  using elliptical holes ( $f_x = 0.6$  and varying  $f_y$ ). PC thickness=280nm, Spacer thickness=142nm,  $a=280\text{nm}$ . TE / TM-polarized waves experience different radius of curvature.

radius of curvature which means that the two polarization states will be stabilized with different mode's waist (here  $W_0^{TE} < W_0^{TM}$ ) and experience different net modal gain ( $\text{Gain}_{TE} > \text{Gain}_{TM}$ ). Thus for any cavity length  $L_c < \min(R_{c_{TE}}, R_{c_{TM}})$  only the polarization state with higher net modal gain can reach threshold.

### 2.3. Advantages and limitations

As shown in Fig. 3(b) the phase of the reflected beam rapidly varies with the wavelength. The rapid variation is due to the highly dispersive nature of the artificial material;  $n_{eff}$  is highly chromatic, especially when operated at wavelengths close to the structural cutoff [20]. The rapid variation offers an extra degree of freedom to enhance the spectral-filtering capacity of the PCM, because at a fixed cavity length as the wavelength departs from the lasing wavelength, strong chromatic diffraction losses are introduced at the concave mirror and the cavity experiences additional losses, that would not be implemented with a classical refractive lens. To illustrate our purpose, Fig. 8(a) shows the evolution of the waist on the PCM for the fundamental mode of the optical cavity, as a function of the cavity length. Because the finite PCM diameter is acting as an aperture. We designed the cavity such that the waist of the fundamental transverse mode on the PCM equals half the mirror radius ( $W_{TEM_{00}} = R_{PCM}/2$ ). so that the

99% aperture-criterion is fulfilled [21]. Thus, for waists below this radius more than 99% of the beam power is within the PCM surface, which is the case of our cavity at  $\lambda_0 = 1010\text{nm}$ . However at  $\lambda = 1000\text{nm}$  for exactly the same cavity, this criterion is not fulfilled as the waist on the PCM is  $8\mu\text{m}$  larger, and the mode is not well confined anymore in this high finesse cavity. This criterion defines a spectral bandwidth of the optical cavity stability with a Half Width Half Maximum =  $5\text{nm}$  for  $L_c = 2\text{mm}$  (see Fig. 8(b)), this bandwidth can be further reduced by increasing the cavity length.

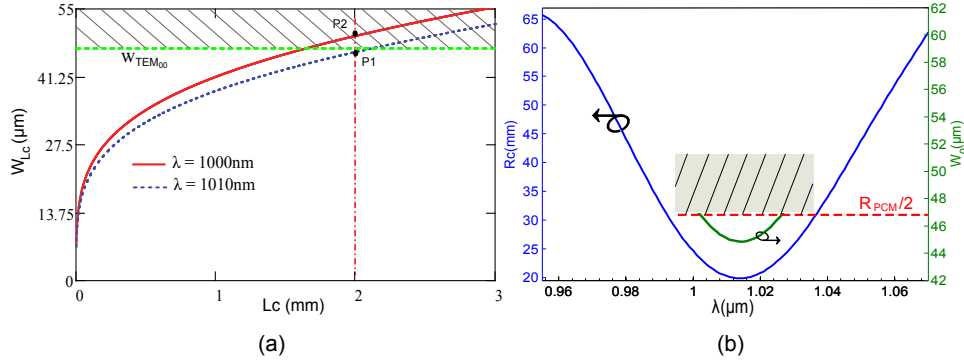


Fig. 8. (a) Evolution of the  $TEM_{00}$ 's waist on the PCM as a function of the cavity length at two lasing wavelengths  $\lambda = 1010\text{nm}$  and  $\lambda = 1000\text{nm}$ . Dashed horizontal line shows the waist size corresponding to the 99% aperture-criterion due to the finite diameter of the PCM, the gray-shaded region is a forbidden stability region. P1 (resp. P2) shows the case where the 99% criterion is (resp. is not) fulfilled. (b) Evolution of the PCM radius of curvature as a function of the wavelength; Beam radius of the fundamental cavity mode for  $L_c$ , dashed horizontal line shows the same 99% criterion as in (a), it defines the cavity stability spectral bandwidth, this bandwidth can be reduced by increasing  $L_c$ .

Furthermore, the PCM offers the possibility to make the resonator intrinsically single transverse-mode, i.e it supports only the  $TEM_{00}$  mode, and to keep out all the higher order transverse Laguerre-Gauss (LG) modes which have a larger spatial extent (see Fig. 5(c)). This new class of intrinsically single transverse mode optical free-space resonators, were first introduced by Kuznetsov et al [1] using a quantum mechanical analogy: a potential well with an infinite potential barriers has an infinite number of confined energy states, and it is possible to confine only one state by reducing sufficiently the deepness or/and the width of the potential well. Analogously in optical resonators, if the depth of the mirror or the gradient index is limited, giving rise to the so-called finite deflection mirror, it is possible to obtain a resonator which fundamentally supports only a single confined mode as illustrated in Fig. 5(b). Following this principle, he established a criterion to get a single-mode resonator [1]

$$V \equiv \frac{\pi\sigma}{\lambda} \sqrt{d_0/L_c} < 2 \quad (4)$$

Where  $d_0$  is the depth and  $\sigma$  is the Full Width Half Maximum FWHM of the finite depth mirror. However, it is worth noticing that for a realistic description of the cavity behavior the condition in Eq. (4) have to be used by taking the finesse into account. Because high finesse resonators can be intrinsically single mode, even for  $V > 3$  [1]. As a conclusion, thanks to the PCM features the cavity can be designed to intrinsically provide single frequency and single transverse mode operation.

It is possible to adapt the design for other working wavelengths or to use other materials. Obviously one should take into account the properties of the materials involved, these materials

have to provide a very low absorption at the working wavelength, and to allow selective etching process on the semiconductor Bragg for high fabrication accuracy. For example it is possible to use a thicker SiO<sub>2</sub> PC layer with a lower index on GaAs, or GaAs PC on an oxide layer but this is a more challenging process. A GaAs PC would offer a higher index medium which allows a larger phase shift.

The maximum phase difference variation range depends upon the PC-layer thickness, and the filling factor variation range (see Fig. 3(a), Fig. 4(a)). The latter depends directly on the period ( $a$ ) and the holes size, the typical technological limit gives a minimum thickness of 50nm between adjacent holes, to ensure that there is a sufficient amount of material and prevent the structure from collapsing. And the typical minimum hole size  $a_{min}$  is 20nm. Knowing that  $f = h_r/a$  this two conditions can be written as follows:

$$\frac{20nm}{a} \leq f \leq 1 - \frac{50nm}{a} \quad (5)$$

But as shown in Fig. 3(a) the phase variation curves remain flat until  $f \simeq 0.2$ . In this work and for practical purposes we choose to work after this zone ( $f \geq 0.2$ ).

In practice the designed filling factor profile has to be discretized before the implementation, to obtain laser-quality surface flatness: the step-phase due to discretization  $\Delta\phi_{step}$  has to be smaller than  $\lambda/10$ . In our case  $\Delta\phi_{step} \simeq \lambda/150$  thanks to the high resolution of the e-beam lithography.

### 3. Fabrication and characterization

The semiconductor structure holding the PC is grown on a GaAs substrate in a low pressure (70Torr) metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD) VEECO D180 by using hydrogen as a carrier gas. It consists of a high reflectivity AlAs/GaAs Bragg mirror (20.5 pairs) with a  $\lambda/2$  thick GaAs spacer on top. The technological process used to fabricate the PC holes is depicted in Fig. 9(a). Firstly a  $\lambda/2$  thick Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> was deposited by ion-beam-assisted electron-beam vacuum evaporation. Then a polymethyl methacrylate (PMMA) resist was spin-coated on the wafer and patterned by electron beam lithography (Vistec EBPG 5000 at 100kV) with 1.25nm of resolution. After PMMA development in methylisobutylketone (MBIK) solution, the PC holes are transferred to the SiN layer by Reactive Ion Etching (RIE), and finally the PMMA is removed. Figure 9 shows the reflectivity spectra of the DBR structure, it is centered at 1010nm. Figure 10(a) shows the scanning electron microscope (SEM) top view of the fabricated PCM with two filling factors  $f = 0.3$  and  $f = 0.6$ . This PCM image was chosen to show the effect of the PC filling factor on the obtained meta-material refractive index, we can clearly see the difference in the Fig. 10(b) showing the same PCM using an optical microscope. Figure 10(c) shows the fabricated PCM with spherical phase profile, designed to match the phase profile of the beam in the stable cavity described in the previous section. The diameter of the PCM is  $2r_{PCM} = 190\mu m$ . In this figure we can clearly see the effect of the filling factor in the visible spectral range, it gives a good appreciation of the realized phase function, but this is not precise enough to be used as an accurate characterization method (GaAs is not transparent in the visible spectral range).

### 4. PC-based External-Cavity VCSEL

We used the PCM with a gain mirror to form a stable TEM<sub>00</sub> high-Q laser cavity. The GaAs-based gain mirror structure was also grown by MOCVD. It is composed of an epitaxial high-reflectivity (99.9%) bottom AlAs/GaAs Bragg mirror (31.5 pairs), and an active layer of  $13\lambda/2$

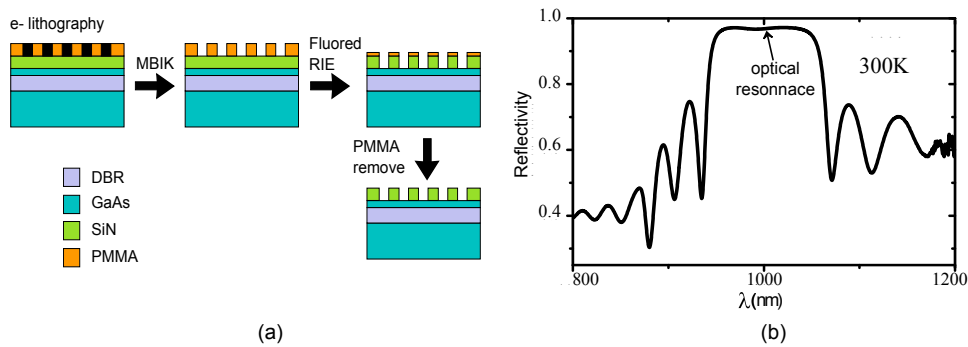


Fig. 9. (a) Technological process of fabrication of the PCM. (b) Reflectivity of the fabricated DBR structure holding the PC, the black arrow shows the optical resonance in the structure.

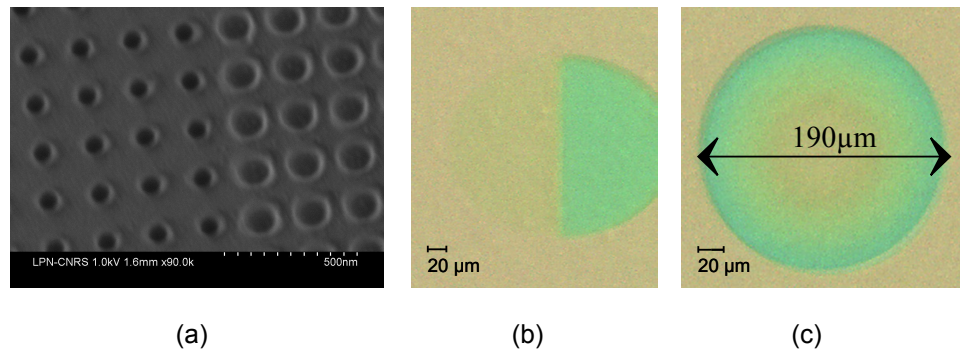


Fig. 10. (a) SEM top view of one fabricated PCM with 2 filling factors ( $f_1 = 0.3$ ,  $f_2 = 0.6$ ). (b) Optical microscope image of the PCM shown in (a). (c) Optical microscope image of the fabricated PCM with parabolic phase profile.

thick containing 6 strain-balanced InGaAs/GaAsP quantum wells (QW's). Each QW is placed at an antinode of the optical standing-wave, with an inhomogeneous longitudinal distribution ensuring equal QW's carrier excitation. This ensures a low threshold current density and a homogeneous gain dynamic behavior, free of strong non-linear longitudinal mode coupling [4, 22], for stable single frequency operation. A 30nm thick AlAs layer is deposited after the QW's barriers, to enhance the carriers confinement, and finally a 35nm of lattice matched InGaP cap layer is deposited on top to prevent oxidation of the overall structure.

As depicted in Fig. 11 the PC-VECSEL is formed by the gain mirror, a 1.8mm long air-gap and the PCM. The gain mirror is bounded on a Peltier element to stabilize its temperature. And it is optically pumped using a commercial single transverse mode GaAs-laser diode ( $P_p = 300\text{mW}@780\text{nm}$ ), at an incidence angle of 64deg. This angle allows to compensate the strong ellipticity of the pump beam, and to minimize reflection on the gain-mirror/air interface as it is very close to the Brewster angle. The pump beam is then focused on a spot size of  $2W_p = 90\mu\text{m}$  ( $@1/e^2$ ) using two commercial achromatic lenses.

Single frequency operation was obtained in CW at room temperature, with low threshold density ( $2\text{kW}/\text{cm}^2$ ), differential efficiency of 21% and maximum output power of 18mW limited by the pump power. The SMSR is  $> 46\text{dB}$  (apparatus limited, calculated quantum limit at 64dB [4]), and the beam is circular  $TEM_{00}$  close to diffraction limit with  $M^2 < 1.2$  and



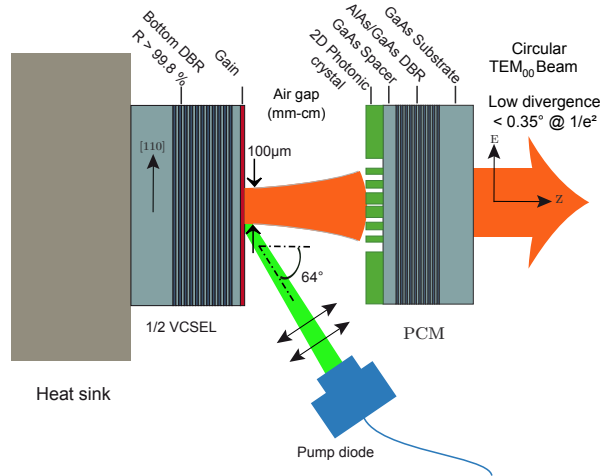


Fig. 11. Schematic of PCM based VECSEL design.

wave-front rms fluctuations of 2% of  $\lambda$  see Fig. 12(a). This shows that the PCM does not introduce optical aberrations in the beam, thanks to the high accuracy of the technological process, and good surface quality of the PC. The light polarization is linear and follows the [110] crystal axis of the gain mirror, thanks to gain dichroism in QW's and birefringence in the structure [4, 22, 23]. The orthogonal polarization extinction ratio is  $> 60\text{dB}$  (apparatus limited, calculated quantum limit at  $70\text{dB}$  [4]).

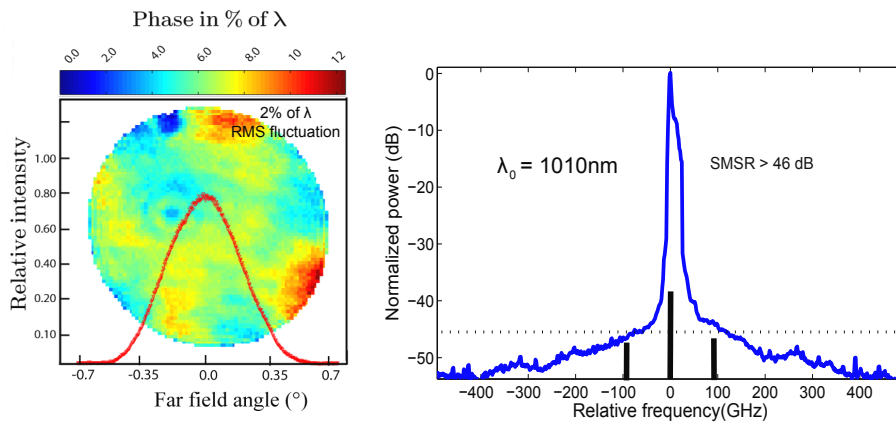


Fig. 12. (a) Far field phase map recorded with a wavefront sensor (field curvature Zernike term removed); intensity profile recorded with a beam profiler, the beam intensity profile is perfectly fitted by a gaussian shape (1.2% rms). (b) Laser spectrum recorded with an optical spectrum analyzer (6 GHz resolution). Solid vertical lines show the longitudinal mode positions.

Figure 13 shows the PCM-based cavity stability analysis (blue curve) compared to the thermally stabilized cavity, using the same mirror but outside the PC area (dashed red curve).

To perform the thermally stabilized cavity analysis we simulated the thermally induced radius of curvature generated by the Gaussian pump beam, taking a thermal resistance  $R_{th} \simeq$

$70K/W$  for pump beam waist  $W_p = 45\mu m$  and an average index change in the gain mirror  $dn/dT = 2.4 \times 10^{-4}K^{-1}$  as measured in similar structures in previous works [3, 24]. The thermally induced radius of curvature depends strongly upon the incident pump power and the beam waist, thus the thermal-lens based stability in Fig. 13 is valid for a one given pump power  $P_{pump} = 270mW$  in our case, which is the maximum power allowed by the used pump diode. This way the thermal effect is the strongest possible in our configuration. Whereas the PCM based stability curve is valid for any pump power above the threshold.

To discuss the characteristics of our laser cavity we highlighted two important regions in Fig. 13: the first one (gray-shaded) is a non-lasing zone because of the finite PCM size as explained in the caption of Fig. 8. The second one (green-shaded) shows the validity zone of thermally-stabilized plano-plano cavity curve, because of the finite size of the pump beam radius, thus the thermal lens does not exist out of the region delimited by  $W_{th}$  which is the maximum width that allows to approximate the thermally induced graded-index to a parabola with a good accuracy [1],  $W_{th}$  is also the maximum allowed width of confined cavity fundamental mode. We experimentally observed a lasing regime in a plano-plano configuration for cavity lengths  $L_c \leq 200\mu m$  which is in good agreement with this analysis. This shows that the obtained high quality beam is the fundamental LG mode of the stable PCM-based cavity and that the thermal lens effect is negligible.

From the far field beam phase and intensity profile, we deduced a measured radius of curvature of the PCM  $R_c \simeq 20mm \pm 1.4mm$  with our laser at  $1010nm$  close to the designed value ( $21mm$  at  $1010nm$ ).

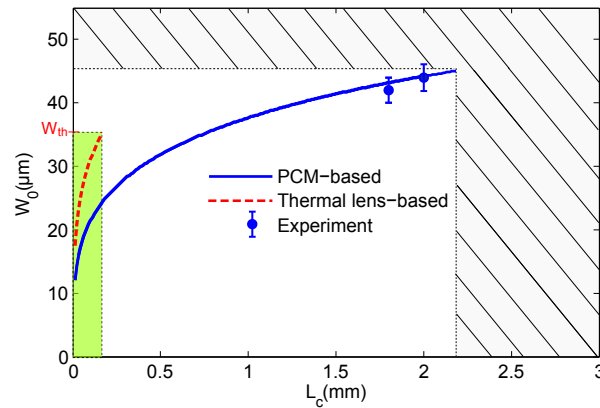


Fig. 13. PCM-based and thermal lens-based cavity stability: experimental and calculated Gaussian waist  $W_0$  (@  $1/e^2$ ) on the VECSEL gain mirror varying with  $L_c$ . Green shaded region: validity zone of the thermal lens-based stability due to the finite size of the thermal lens. Gray-shaded region see caption of Fig. 8

Using the PCM in a laser cavity allowed us to validate the designed phase function profile, and the high accuracy of the fabrication process as the generated beam has high spatial coherence. Furthermore the laser threshold density and efficiency give a rough assessment of the cavity losses and thus its finesse. To get a more accurate estimation of the losses in this high-Q cavity we measured the relative intensity noise (RIN) of the laser, the obtained curves (Fig. 14) show a very low RIN at quantum limit above 1MHz and at shot noise from 100MHz up to cavity Free Spectral Range FSR = 84GHz. The RIN shows also a transitional regime from class-A to class-B at high pumping rate, and exhibits a weak relaxation oscillations at  $f_r \simeq 127$  MHz. For low pumping rate the laser is closer to class-A regime. The theoretical expression

of oscillation frequency  $f_r$  for a class-B laser is given by Eq. (6) where  $\eta$  is the pumping rate, and the cavity losses rate  $\gamma = FSR \cdot (T + Losses) = 2.5 \times 10^9 s^{-1}$  with the PCM transmission  $T = 1\%$  and finally  $A = 3.2$  ns is the carriers lifetime.

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma \cdot A \cdot (\eta - 1)}. \quad (6)$$

A more advanced analytical RIN expression is developed in [25–27] we used it to fit our experimental RIN curves and extract the transmission plus losses value in the cavity, taking into account quantum Langevin forces for carriers and photons and neglecting the pump noise. The obtained value is in good agreement with simulated one in the design section, see Fig. 9(b). This value is the sum of gain mirror internal losses, diffraction and material losses in the PCM ( $< 0.1\%$ ) and the PCM transmission. To end we would like to note that the obtained laser coherence fundamental limit is given by quantum noise as it can be seen on the RIN above  $1 MHz$ . Thus the Langevin forces acting on the laser electric field limits its phase and amplitude fluctuations [4, 28]. It means that the theoretical fundamental laser linewidth is at  $Hz$  level, giving the minimum linewidth limit at short integration time. This quantum limit lead to a Q-factor limit of  $3 \cdot 10^{13}$ . However for long integration time technical, thermal and mechanical noises will limit the linewidth [3]. Thus a linewidth similar to a diode-pumped solid-state lasers one can be reached, far below a DFB-diode laser value.

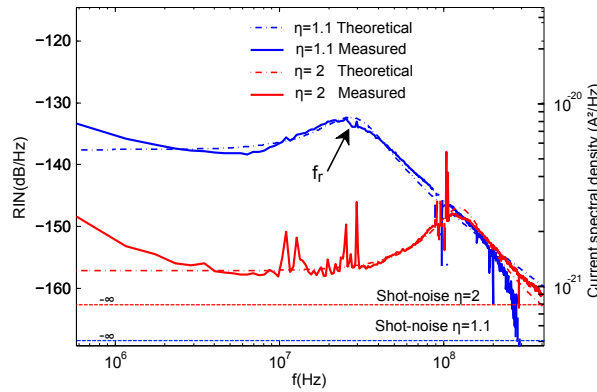


Fig. 14. Measured and simulated relative intensity noise curves of the PCM-based VECSEL for cavity length  $L_c = 1.8 mm$  and two pumping rates  $\eta = 1.1$ ,  $\eta = 2$ . The simulation only takes into account quantum noise forces on carriers and photons. Left axis: current fluctuations spectral density for  $\eta = 2$ .

## 5. Conclusion

We demonstrated a low loss ( $< 0.1\%$ ) high reflectivity ( $> 99\%$ ) and aberrations-free concave Bragg mirror ( $20 mm$  radius of curvature) integrating a PC with spherical phase transfer function, based on planar III-V semiconductor flat photonics technology. The presented design is an alternative to micro-lenses and curved Bragg mirrors (dielectric glass mirrors or membrane type mirrors [29, 30]) for concave-type stable laser cavities. It also provides spatial, spectral and polarization filtering capabilities. The mirror is designed for highly coherent external cavity semiconductor lasers exhibiting very low quantum limit.

The PCM is designed with RCWA calculations, and once designed and fabricated is integrated into a compact single frequency  $TEM_{00}$  stable laser cavity, with GaAs-based quantum-well as 1/2-VCSEL gain mirror (emission wavelength  $\lambda_0 = 1.01 \mu m$ ). We demonstrated a high

coherence single frequency PC-VECSEL with a  $TEM_{00}$  beam close to diffraction limit (2% of  $\lambda$  rms fluctuations). This shows that the fabricated mirror does not introduce any optical aberrations, thanks to the high accuracy of the III-V technological process. Then by studying the relative intensity noise of the laser, exhibiting a low quantum limit (below  $-150$  dB above 1 MHz), we show that the PCM does not introduce extra-losses (material and diffraction losses  $< 0.1\%$ ) which make it suitable for high-Q cavities (cold cavity Q-factor in the range  $10^6 - 10^7$  for a 2-mm long cavity). With the chosen VECSEL design, the theoretical fundamental limit for the laser linewidth is at 10 Hz (laser Q-factor of  $\sim 3 \cdot 10^{13}$ ). This demonstration paves the way to highly coherent, high power compact semiconductor laser with embedded functionalities, like exotic beam generation, thermal lens compensation, polarization control and spectral filtering..etc. Furthermore, PC-VECSELs present big potential for applications that need high compactness, like Laser arrays which are currently reserved for monolithic VCSELs. For example one can imagine an array of PC-VECSEL using electrical pumping, or optical pumping across the PCM which is already mature for lasers at  $1.5 \mu m$  (transparent medium for pumping at  $980 nm$ ), for shorter wavelengths we need to use PC mirror grown or bonded on transparent substrate like Sapphire. This will offer the possibility to combine the compactness and the high coherence of PC-based free-space cavities.

### Acknowledgments

This work was supported by the French ANR Micphir program, and the French RENATECH network.



# Bibliographie

- [Allen 1992] Les Allen, Marco W Beijersbergen, RJC Spreeuw et JP Woerdman. **Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes.** Physical Review A, vol. 45, no. 11, page 8185, 1992.
- [Baili 2007] Ghaya Baili, Mehdi Alouini, Daniel Dolfi, Fabien Bretenaker, Isabelle Sagnes et Arnaud Garnache. **Shot-noise-limited operation of a mono-mode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications.** Optics letters, vol. 32, no. 6, pages 650–652, 2007.
- [Balle 1999] Salvador Balle, E Tolkachova, Maxi San Miguel, Jorge R Tredicce, J Martin-Regalado et A Gahl. **Mechanisms of polarization switching in single-transverse-mode vertical-cavity surface-emitting lasers : thermal shift and nonlinear semiconductor dynamics.** Optics letters, vol. 24, no. 16, pages 1121–1123, 1999.
- [Basistiy 1995] IV Basistiy, MS Soskin et MV Vasnetsov. **Optical wavefront dislocations and their properties.** Optics communications, vol. 119, no. 5, pages 604–612, 1995.
- [Beijersbergen 1993] M.W. Beijersbergen, L. Allen, H.E.L.O. van der Veen et J.P. Woerdman. **Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum.** Optics Communications, vol. 96, no. 1-3, pages 123 – 132, 1993.
- [Beijersbergen 1994] M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen et J.P. Woerdman. **Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate.** Optics Communications, vol. 112, no. 56, pages 321 – 327, 1994.
- [Bekshaev 2008] A Bekshaev, M Soskin et M Vasnetsov. **Paraxial light beams with angular momentum.** arXiv preprint arXiv :0801.2309, 2008.
- [Bernard 1961] Maurice G. A. Bernard et Georges Duraffourg. **Laser Conditions in Semiconductors.** physica status solidi (b), vol. 1, no. 7, pages 699–703, 1961.
- [Bonnet 1996] G. Bonnet, S. Balle, Th. Kraft et K. Bergmann. **Dynamics and self-modelocking of a titanium-sapphire laser with intracavity frequency shifted feedback.** Optics Communications, vol. 123, no. 4-6, pages 790 – 800, 1996.
- [Boutami 2007] S Boutami, B Benbakir, X Letartre, JL Leclercq, P Regreny et P Viktorovitch. **Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors.** Optics express, vol. 15, no. 19, pages 12443–12449, 2007.

- [Brandl 2010] Matthias F. Brandl et Oliver D. Mücke. **Narrow-linewidth chirped frequency comb from a frequency-shifted feedback Ti :sapphire laser seeded by a phase-modulated single-frequency fiber laser.** Opt. Lett., vol. 35, no. 24, pages 4223–4225, Dec 2010.
- [Brown 1995] ER Brown, KA McIntosh, KB Nichols et CL Dennis. **Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs.** Applied Physics Letters, vol. 66, no. 3, pages 285–287, 1995.
- [Calvez 2009] Stephane Calvez, Jennifer E Hastie, Mircea Guina, Oleg G Okhotnikov et Martin D Dawson. **Semiconductor disk lasers for the generation of visible and ultraviolet radiation.** Laser & Photonics Reviews, vol. 3, no. 5, pages 407–434, 2009.
- [Chen 2001] V.C. Chen et H. Ling. Time-frequency transforms for radar imaging and signal analysis. Artech House, Incorporated, 2001.
- [Chilla 2007] Juan Chilla, Qi-Ze Shu, Hailong Zhou, Eli Weiss, Murray Reed et Luis Spinelli. **Recent advances in optically pumped semiconductor lasers.** In Lasers and Applications in Science and Engineering, pages 645109–645109. International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [Clarkson 1996] W.A. Clarkson, A.B. Neilson et D.C. Hanna. **Unidirectional operation of ring lasers via the acoustooptic effect.** Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 32, no. 2, pages 311–325, feb 1996.
- [Coldren 2011] L.A. Coldren, S.W. Corzine et M.L. Mashanovitch. Diode lasers and photonic integrated circuits. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 2011.
- [Collings 1998] BC Collings, K Bergman et WH Knox. **Stable multigigahertz pulse-train formation in a short-cavity passively harmonic mode-locked erbium/ytterbium fiber laser.** Optics letters, vol. 23, no. 2, pages 123–125, 1998.
- [Courtial 1999] J Courtial et MJ Padgett. **Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre–Gaussian laser modes.** Optics communications, vol. 159, no. 1, pages 13–18, 1999.
- [de Chatellus 2013] H. Guillet de Chatellus, O. Jacquin, O. Hugon, W. Glastre, E. Lacot et J. Marklof. **Generation of ultrahigh and tunable repetition rates in CW injection-seeded frequency-shifted feedback lasers.** Opt. Express, vol. 21, no. 13, pages 15065–15074, Jul 2013.
- [Dennis 2009] Mark R. Dennis. [progress in optics] volume 53 || chapter 5 singular optics : Optical vortices and polarization singularities. 2009.
- [E.Siegman 1986] Anthony E.Siegman. Lasers. University Science Books, 1986.
- [Garnache 1999] Arnaud Garnache. **Étude et réalisation de nouveaux types de lasers proche infrarouge pour la spectroscopie d’absorption intracavité laser. Dynamique des lasers fortement multimodes.** PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 1999.

- [Garnache 2002] A Garnache, S Hoogland, AC Tropper, I Sagnes, G Saint-Girons et JS Roberts. **Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power.** Applied Physics Letters, vol. 80, no. 21, pages 3892–3894, 2002.
- [Garnache 2007] A. Garnache, A. Ouyard et D. Romanini. **Single-Frequency operation of External-Cavity VCSELs : Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit.** Optics Express, vol. 15, no. 15, pages 9403–9417, 2007.
- [Goodman 2000] J.W. Goodman. Statistical optics. A Wiley-Interscience publication. Wiley, 2000.
- [Grier 2003] D.G. Grier et al. **A revolution in optical manipulation.** Nature, vol. 424, no. 6950, pages 810–816, 2003.
- [Guillet de Chatellus 2011] H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, W. Glastre, O. Jacquinet et O. Hugon. **The hypothesis of the moving comb in frequency shifted feedback lasers.** Optics Communications, 2011.
- [Guillet de Chatellus 2013] H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, W. Glastre, O. Jacquinet et O. Hugon. **Theory of Talbot lasers.** Phys. Rev. A, vol. 88, page 033828, Sep 2013.
- [Hall 1962] RN Hall, GE Fenner, JD Kingsley, TJ Soltys et RO Carlson. **Coherent Light Emission from Ga-As Junctions.** Phys. Rev. Lett, vol. 9, page 366, 1962.
- [Harris 1994] M. Harris, C. A. Hill, P. R. Tapster et J. M. Vaughan. **Laser modes with helical wave fronts.** Phys. Rev. A, vol. 49, pages 3119–3122, Apr 1994.
- [Henry 1983] C. H. Henry. **Theory of the Phase Noise and Power Spectrum of a Single Mode Injection Laser.** IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 19, no. 9, pages 1391–1397, September 1983.
- [Hodges 1997] SE Hodges, M Munroe, J Cooper et MG Raymer. **Multimode laser model with coupled cavities and quantum noise.** JOSA B, vol. 14, no. 1, pages 191–199, 1997.
- [Hofmann 2008] W. Hofmann, E. Wong, G. Bohm, M. Ortsiefer, N.H. Zhu et M-C Amann. **1.55-  $\mu\text{m}$  VCSEL Arrays for High-Bandwidth WDM-PONs.** Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 20, no. 4, pages 291–293, Feb 2008.
- [Hu 2011] Xiaohong Hu, Wei Zhang, Zhi Yang, Yishan Wang, Wei Zhao, Xiaohui Li, Hushan Wang, Cheng Li et Deyuan Shen. **High average power, strictly all-fiber supercontinuum source with good beam quality.** Optics letters, vol. 36, no. 14, pages 2659–2661, 2011.
- [Huang 2007] Michael CY Huang, Y Zhou et Connie J Chang-Hasnain. **A surface-emitting laser incorporating a high-index-contrast subwavelength grating.** Nature Photonics, vol. 1, no. 2, pages 119–122, 2007.



- [Jackson 1975] J.D. Jackson. Classical electrodynamics. Wiley, 1975.
- [Kano 2011] Ken Kano, Yuichi Kozawa et Shunichi Sato. **Generation of a purely single transverse mode vortex beam from a He-Ne laser cavity with a spot-defect mirror**. International Journal of Optics, vol. 2012, 2011.
- [Khanin 2005] I.A.I. Khanin et Y.A.I. Khanin. Fundamentals of laser dynamics. Cambridge International Science Publishi, 2005.
- [Khilo 2012] Anatol Khilo, Steven J Spector, Matthew E Grein, Amir H Nejadmalayeri, Charles W Holzwarth, Michelle Y Sander, Marcus S Dahlem, Michael Y Peng, Michael W Geis, Nicole A DiLello et al. **Photonic ADC : overcoming the bottleneck of electronic jitter**. Optics express, vol. 20, no. 4, pages 4454–4469, 2012.
- [Kim 2013] DJ Kim, JW Kim et WA Clarkson. **Q-switched Nd : YAG optical vortex lasers**. Optics express, vol. 21, no. 24, pages 29449–29454, 2013.
- [Klehr 2008] A Klehr, H Wenzel, O Brox, F Bugge, G Erbert, T-P Nguyen et G Tränkle. **High power DFB lasers for D1 and D2 caesium absorption spectroscopy and atomic clocks**. In Integrated Optoelectronic Devices 2008, pages 69091E–69091E. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [Kowalski 1988] F. V. Kowalski, P. D. Hale et S. J. Shattil. **Broadband continuous-wave laser**. Opt. Lett., vol. 13, no. 8, pages 622–624, Aug 1988.
- [Kuznetsov 1997] M Kuznetsov, F Hakimi, R Sprague et A Mooradian. **High-power (> 0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM/sub 00/beams**. Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 9, no. 8, pages 1063–1065, 1997.
- [Lalanne 1996] P. Lalanne et G.M. Morris. **Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization**. JOSA A, vol. 13, no. 4, pages 779–784, 1996.
- [Lalanne 1998] Philippe Lalanne, Simion Astilean, \*Pierre Chavel, Edmond Cambril et Huguette Launois. **Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings**. Opt. Lett., vol. 23, no. 14, pages 1081–1083, Jul 1998.
- [Laurain 2009] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes et A. Garnache. **High power single-frequency continuously-tunable compact extended-cavity semiconductor laser**. Opt. Express, vol. 17, no. 12, pages 9503–9508, Jun 2009.
- [Laurain 2010a] A. Laurain. **Sources laser á semiconducteur á émission verticale de haute cohérence et de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge**. PhD thesis, Universit ? Montpellier II, December 2010.

- [Laurain 2010b] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes et A. Garnache. **Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Semiconductor-Laser**. Optics Express, vol. 18, no. 14, pages 14627–14636, 2010.
- [Laurain 2014] A. Laurain, C. Mart, J. Hader, J.V. Moloney, B. Kunert et W. Stolz. **15 W Single Frequency Optically Pumped Semiconductor Laser With Sub-Megahertz Linewidth**. Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 26, no. 2, pages 131–133, Jan 2014.
- [Lax 1967] Melvin Lax. **Quantum Noise. X. Density-Matrix Treatment of Field and Population-Difference Fluctuations**. Phys. Rev., vol. 157, pages 213–231, May 1967.
- [Leach 2004] Jonathan Leach, Eric Yao et Miles J Padgett. **Observation of the vortex structure of a non-integer vortex beam**. New Journal of Physics, vol. 6, no. 1, page 71, 2004.
- [Littman 1978] Michael G Littman et Harold J Metcalf. **Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander**. Applied optics, vol. 17, no. 14, pages 2224–2227, 1978.
- [Liu 1981] Karen Liu et Michael G Littman. **Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers**. Optics Letters, vol. 6, no. 3, pages 117–118, 1981.
- [Loranger 2014] Sébastien Loranger, Mathieu Gagné et Raman Kashyap. **Capacitors go optical : wavelength independent broadband mode cavity**. Optics Express, vol. 22, no. 12, pages 14253–14262, 2014.
- [Loudon 2000] R. Loudon. The quantum theory of light. OUP Oxford, 2000.
- [Ludvigsen 1998] Hanne Ludvigsen, Mika Tossavainen et Matti Kaivola. **Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay**. Optics Communications, vol. 155, no. 1, pages 180 – 186, 1998.
- [Maiman 1960] Theodore H Maiman. **Stimulated optical radiation in ruby**. 1960.
- [Moharam 1995] MG Moharam, E.B. Grann, D.A. Pommet et TK Gaylord. **Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings**. JOSA A, vol. 12, no. 5, pages 1068–1076, 1995.
- [Mulet 2002] Josep Mulet et Salvador Balle. **Spatio-temporal modeling of the optical properties of VCSELs in the presence of polarization effects**. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 38, no. 3, pages 291–305, 2002.
- [Naganuma 1990] Kazunori Naganuma, Kazuo Mogi et Hajime Yamada. **Group-delay measurement using the Fourier transform of an interferometric cross correlation generated by white light**. Optics Letters, vol. 15, no. 7, pages 393–395, 1990.

- [Nakamura 2000] Koichiro Nakamura, T. Hara, M. Yoshida, T. Miyahara et Hiro-masa Ito. **Optical frequency domain ranging by a frequency-shifted feedback laser**. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 36, no. 3, pages 305–316, 2000.
- [Ngcobo 2013] Sandile Ngcobo, Igor Litvin, Liesl Burger et Andrew Forbes. **A digital laser for on-demand laser modes**. Nature communications, vol. 4, 2013.
- [Ogurtsov 2006] V.V. Ogurtsov, L.P. Yatsenko, V.M. Khodakovskyy, B.W. Shore, G. Bonnet et K. Bergmann. **Experimental characterization of an Yb3+-doped fiber ring laser with frequency-shifted feedback**. Optics Communications, vol. 266, no. 2, pages 627 – 637, 2006.
- [O’Holleran 2008] Kevin O’Holleran, Daryl Preece, Florian Flossmann, Sonja Franke-Arnold, Stephen M Barnett, Miles J Padgett et al. **Light beams with fractional orbital angular momentum and their vortex structure**. Optics Express, vol. 16, no. 2, pages 993–1006, 2008.
- [Okhotnikov 2010] O.G. Okhotnikov. Semiconductor disk lasers. Wiley, 2010.
- [Oron 1999] Ram Oron, Yochay Danziger, Nir Davidson, Asher A. Friesem et Erez Hasman. **Discontinuous phase elements for transverse mode selection in laser resonators**. Applied Physics Letters, vol. 74, no. 10, pages 1373 –1375, mar 1999.
- [Padgett 1995] MJ Padgett et L Allen. **The Poynting vector in Laguerre-Gaussian laser modes**. Optics communications, vol. 121, no. 1, pages 36–40, 1995.
- [Paquet 2014] R. Paquet, M. Sellahi, S. Blin, M. Myara, I. Sagnes, G. Beaudoin et A. Garnache. **Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser for THz Generation**. In IRMMW-THz Proceeding, 2014.
- [Perry 1994] I.R. Perry, R.L. Wang et J.R.M. Barr. **Frequency shifted feedback and frequency comb generation in an Er3+ -doped fibre laser**. Optics Communications, vol. 109, pages 187 – 194, 1994.
- [Petermann 1988] K. Petermann. Laser diode modulation and noise. Advances in Opto-Electronics. Springer, 1988.
- [Pique 2003] J.-P. Pique et S. Farinotti. **An efficient modeless laser for a mesospheric sodium laser guide star**. In Lasers and Electro-Optics Europe, 2003. CLEO/Europe. 2003 Conference on, pages 732–, June 2003.
- [Primot 2000] Jérôme Primot et Nicolas Guérineau. **Extended Hartmann test based on the pseudoguiding property of a Hartmann mask completed by a phase chessboard**. Appl. Opt., vol. 39, no. 31, pages 5715–5720, Nov 2000.
- [Quinteiro 2010] GF Quinteiro et PI Tamborenea. **Twisted-light-induced optical transitions in semiconductors : Free-carrier quantum kinetics**. Physical Review B, vol. 82, no. 12, page 125207, 2010.

- [Rahim 2009] M. Rahim, A. Khiair, F. Felder, M. Fill et H. Zogg. **4.5 $\mu$ m wavelength vertical external cavity surface emitting laser operating above room temperature.** Applied Physics Letters, vol. 94, no. 20, pages –, 2009.
- [Raja 1988] MYA Raja, SRJ Brueck, M Osiński, CF Schaus, JG McInerney, TM Brennan et BE Hammons. **Surface-emitting, multiple quantum well GaAs/AlGaAs laser with wavelength-resonant periodic gain medium.** Applied physics letters, vol. 53, no. 18, pages 1678–1680, 1988.
- [Rudin 2008] B. Rudin, A. Rutz, M. Hoffmann, D. J. H. C. Maas, A.-R. Bellancourt, E. Gini, T. Südmeier et U. Keller. **Highly efficient optically pumped vertical-emitting semiconductor laser with more than 20 W average output power in a fundamental transverse mode.** Opt. Lett., vol. 33, no. 22, pages 2719–2721, Nov 2008.
- [Saarinen 2011] E.J. Saarinen, J. Nikkinen et O.G. Okhotnikov. **Semiconductor Disk Laser With Frequency-Shifted Feedback.** Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 23, no. 9, pages 567–569, May 2011.
- [Sabert 1994] Hendrik Sabert et E. Brinkmeyer. **Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback.** Lightwave Technology, Journal of, vol. 12, no. 8, pages 1360–1368, 1994.
- [Schawlow 1958] A.L. Schawlow et C.H. Townes. **Infrared and Optical Masers.** Physical Review, vol. 112, pages 1940–1949, 1958.
- [Schimpe 1983] R Schimpe. **Theory of intensity noise in semiconductor laser emission.** Zeitschrift für Physik B Condensed Matter, vol. 52, no. 4, pages 289–294, 1983.
- [Schimpe 1986] R Schimpe, JE Bowers et TL Koch. **Characterisation of frequency response of 1.5  $\mu$ m InGaAsP DFB laser diode and InGaAs pin photodiode by heterodyne measurement technique.** Electronics letters, vol. 22, no. 9, pages 453–454, 1986.
- [Schimpf 2012] Damian N. Schimpf, Jan Schulte, William P. Putnam et Franz X. Kärtner. **Generalizing higher-order Bessel-Gauss beams : analytical description and demonstration.** Opt. Express, vol. 20, no. 24, pages 26852–26867, Nov 2012.
- [Schroeder 1995] W Andreas Schroeder, DS McCallum, DR Harken, Mark D Dvorak, David R Andersen, Arthur L Smirl et Brian S Wherrett. **Intrinsic and induced anisotropy of nonlinear absorption and refraction in zinc blende semiconductors.** JOSA B, vol. 12, no. 3, pages 401–415, 1995.
- [Schwider 1984] Johannes Schwider. **Continuous lateral shearing interferometer.** Applied optics, vol. 23, no. 23, pages 4403–4409, 1984.
- [Seghilani 2014] M. S. Seghilani, M. Sellahi, M. Devautour, P. Lalanne, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara, X. Lafosse, L. Legratiet, J. Yang et A. Garnache. **Photonic crystal-based flat lens integrated on a Bragg mirror for**

- high-Q external cavity low noise laser.** Opt. Express, vol. 22, no. 5, pages 5962–5976, Mar 2014.
- [Shunichi Sato 2012] Paramasivam Senthilkumaran Shunichi Sato et Jan Masajada, éditeurs. Singular optics. Hinwawi Publishing Corporation, 2012.
- [Siegman 1990] Anthony E Siegman. **New developments in laser resonators.** In OE/LASE'90, 14-19 Jan., Los Angeles, CA, pages 2–14. International Society for Optics and Photonics, 1990.
- [Siegman 1998] AE Siegman. **How to (maybe) measure laser beam quality.** In Diode Pumped Solid State Lasers : Applications and Issues. Optical Society of America, 1998.
- [Smith 2007] G Smith, PC Shardlow et MJ Damzen. **High-power near-diffraction-limited solid-state amplified spontaneous emission laser devices.** Optics letters, vol. 32, no. 13, pages 1911–1913, 2007.
- [Stellpflug 2003] M. Stellpflug, G. Bonnet, B. Shore et K. Bergmann. **Dynamics of frequency shifted feedback lasers : simulation studies.** Opt. Express, vol. 11, no. 17, pages 2060–2080, Aug 2003.
- [Stohs 2001] Jonathan Stohs, David J Bossert, David J Gallant et SRJ Brueck. **Gain, refractive index change, and linewidth enhancement factor in broad-area GaAs and InGaAs quantum-well lasers.** Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 37, no. 11, pages 1449–1459, 2001.
- [Sueda 2004] Keiichi Sueda, G Miyaji, Noriaki Miyanaga et M Nakatsuka. **Laguerre-Gaussian beam generated with a multilevel spiral phase plate for high intensity laser pulses.** Optics express, vol. 12, no. 15, pages 3548–3553, 2004.
- [Tamm 1988] Chr. Tamm. **Frequency locking of two transverse optical modes of a laser.** Phys. Rev. A, vol. 38, pages 5960–5963, Dec 1988.
- [Tamm 1990] Chr Tamm et CO Weiss. **Bistability and optical switching of spatial patterns in a laser.** JOSA B, vol. 7, no. 6, pages 1034–1038, 1990.
- [Tropper 2006] A.C. Tropper et S. Hoogland. **Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers.** Progress in Quantum Electronics, vol. 30, no. 1, pages 1 – 43, 2006.
- [Tsang 1979] W. T. Tsang, C. Weisbuch, R. C. Miller et R. Dingle. **Current injection GaAs –  $Al_xGa_{1-x}$ As multi-quantum-well heterostructure lasers prepared by molecular beam epitaxy.** Applied Physics Letters, vol. 35, no. 9, pages 673–675, 1979.
- [Weiner 2011] A. Weiner. Ultrafast optics. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2011.
- [Westbergh 2008] P. Westbergh, J. S. Gustavsson, A. Haglund, H. Sunnerud et A. Larsson. **Large aperture 850 nm VCSELs operating at bit rates**

- up to 25 Gbit/s.** Electronics Letters, vol. 44, no. 15, pages 907–908, July 2008.
- [Williams 2005] Benjamin Williams, Sushil Kumar, Qing Hu et John Reno. **Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode.** Opt. Express, vol. 13, no. 9, pages 3331–3339, May 2005.
- [Yamada 1989] M. Yamada. **Theoretical analysis of nonlinear optical phenomena taking into account the beating vibration of the electron density in semiconductor lasers.** Journal of Applied Physics, vol. 66, no. 1, pages 81–89, 1989.
- [Yao 2011] A.M. Yao et M.J. Padgett. **Orbital angular momentum : origins, behavior and applications.** Advances in Optics and Photonics, vol. 3, no. 2, pages 161–204, 2011.
- [Yatsenko 2004a] L.P. Yatsenko, B.W. Shore et K. Bergmann. **Ranging and interferometry with a frequency shifted feedback laser.** Optics Communications, vol. 242, no. 4, pages 581 – 598, 2004.
- [Yatsenko 2004b] L.P. Yatsenko, B.W. Shore et K. Bergmann. **Theory of a frequency-shifted feedback laser.** Optics Communications, vol. 236, no. 1, pages 183 – 202, 2004.
- [Yatsenko 2009] L.P. Yatsenko, B.W. Shore et K. Bergmann. **Coherence in the output spectrum of frequency shifted feedback lasers.** Optics Communications, vol. 282, no. 2, pages 300 – 309, 2009.
- [Zeller 2010] Wolfgang Zeller, Lars Naehle, Peter Fuchs, Florian Gerschuetz, Lars Hildebrandt et Johannes Koeth. **DFB Lasers Between 760 nm and 16  $\mu$ m for Sensing Applications.** Sensors, vol. 10, no. 4, pages 2492–2510, 2010.
- [Zory 1993] P.S. Zory. Quantum well lasers. OPTICS AND PHOTONICS SERIES. Academic Press, 1993.